



TITLE:

複断面開水路流れの3次元構造に関する研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

石垣, 泰輔

CITATION:

石垣, 泰輔. 複断面開水路流れの3次元構造に関する研究. 京都大学, 1994, 博士(工学)

ISSUE DATE:

1994-03-23

URL:

<https://doi.org/10.11501/3075935>

RIGHT:

新 制
工
959
京大附図

複断面開水路流れの3次元構造に関する研究

1993年11月

石 垣 泰 輔

複断面開水路流れの 3 次元構造に関する研究

1993 年 11 月

石 垣 泰 輔

目 次

	頁
緒 論	1
第 1 章 複断面開水路流れの水理特性に関する従来の研究	7
1.1 概 説	7
1.2 低水路流れと高水路流れの相互干渉に関する研究	7
1.2.1 流れの 3 次元性	7
1.2.2 水位・流量関係	11
1.3 複断面流れの構造に関する実験的研究	16
1.3.1 平均速度分布特性	16
1.3.2 乱れ速度分布特性	19
1.3.3 レイノルズ応力分布特性	19
1.4 数値解析法による複断面流れの構造に関する研究	22
1.4.1 開水路流れにおける 2 次流	22
1.4.2 乱流モデルによる複断面流れの計算	23
1.5 複断面流れに関するその他の研究	25
1.6 結 語	26
第 2 章 流れの 3 次元構造検討法	31
2.1 概 説	31
2.2 L D V による方法	32
2.2.1 速度ベクトル計測法	32
2.2.2 2 次元開水路流れを対象とした計測結果の検討	33
2.2.3 3 次元開水路流れを対象とした計測結果の検討	39
2.3 乱流モデルによる方法	46
2.3.1 乱流モデル	46
2.3.2 代数応力モデル	47
2.3.3 計算結果の検討	48
2.4 流れの可視化法による方法	55
2.4.1 水面流況可視化法	56
2.4.2 水平断面流況可視化法	59
2.4.3 縦断面流況可視化法	61
2.4.4 横断面流況可視化法	61
2.4.5 壁面せん断力分布計測法	69
2.5 結 語	72

第3章 低水路流れと高水路流れの相互干渉に関する研究	75
3.1 概説	75
3.2 水面流況による検討	75
3.2.1 境界部における水面渦の特性	75
3.2.2 瞬間速度の平面分布	78
3.3 水平および縦断面流況による検討	78
3.3.1 水平断面流況	81
3.3.2 縦断面流況	81
3.4 横断面流況による検討	86
3.4.1 水素気泡法による検討	86
3.4.2 中立粒子トレーサ法による検討	88
3.5 境界部の混合現象	88
3.5.1 水素気泡法による混合現象の検討	90
3.5.2 中立粒子トレーサ法による混合現象の検討	92
3.6 2次元混合層流れとの比較検討	94
3.6.1 2次元混合層流れ	94
3.6.2 境界部の流れとの比較	96
3.7 結語	98
第4章 複断面開水路流れの速度分布特性に関する研究	101
4.1 概説	101
4.2 平均速度分布特性	101
4.2.1 平均速度分布と流れの構造	101
4.2.2 平均速度の横断分布特性	104
4.2.3 レイノルズ応力分布に基づく速度分布表示式(1)	108
4.2.4 レイノルズ応力分布に基づく速度分布表示式(2)	112
4.3 流量計算法に関する検討	119
4.3.1 水位・流量関係	119
4.3.2 平均速度の横断分布を考慮した断面分割法	121
4.4 結語	125
第5章 複断面開水路流れの3次元構造に関する研究	129
5.1 概説	129
5.2 直線開水路流れの2次流と渦構造	129
5.2.1 渦構造の要因別分類	131
5.2.2 広幅開水路中央部における2次流と渦構造	132
5.2.3 隅角凹部近傍における2次流と渦構造	134
5.2.4 複断面開水路流れにおける2次流と渦構造	135

5.2.5	まとめ	137
5.3	複断面開水路流れの3次元構造	138
5.3.1	2種の渦構造	138
5.3.2	斜昇流と縦渦の分布特性	143
5.3.3	流れの3次元構造	146
5.4	結語	147
結 論		149

緒 論

河道の横断形状は、流下能力、計画高水位、安定河道などの諸点を考慮して決められている¹⁾。わが国の場合、洪水時の高水流量を流下させるために Fig. 1に示すような複断面形状が採用されているが、流量の季節変動が大きな国においては夏堤防と冬堤防を有する複断面形状が採用され²⁾、two-stage channel と呼ばれている³⁾。また、冬期の結氷による流水洪水から守るために高水敷上に水防林を設置することによって結氷を防止して流水面積の確保をする方法が用いられている国もあり²⁾、高水敷あるいは氾濫原の利用方法も様々である。

わが国の河川計画は建設省河川砂防技術基準（案）⁴⁾に準じて定められており、最小流量と最大流量の比が大きい河川では、洪水の安全な流下を図るとともに、安定した河道とするために計画横断面は複断面とすることが望ましいとされている。わが国の一級河川の 118河川の計画平面図（縮尺 5 万分の 1）を用い、河口より 10km 前後で採用されている計画河道断面形状を整理したものが Fig. 2 である。わが国では複断面形状が多く採用されており、83河川の資料から得られた断面諸量を整理して示している。図は、低水路水深 H （計画高水位に相当）と高水敷高さ h の比、低水路法面勾配 $(1:S)$ 、高水敷上流れ（以下、高水路流れと呼ぶ）の水路幅／水深比 $b/(H-h)$ 、低水路流れの水路幅／水深比 $(2B-2b)/H$ を頻度分布で示したものであり、図で用いた記号は Fig. 1 のようである。図より、計画高水位に相当する低水路水深 H は高水敷高さ h を 2 倍程度とした計画が多く、低水路および高水路流れの水路幅／水深比が大きく、広い高水敷が確保されていることがわかる。また、低水路法面勾配は 1.5~2 割勾配が多く採用されている。このように治水上の必要性から複断面河道とされているが、平常時の高水敷は貴重な都市空間として利用されるとともに、環境面および生態系の保存という面からも重要視されている。

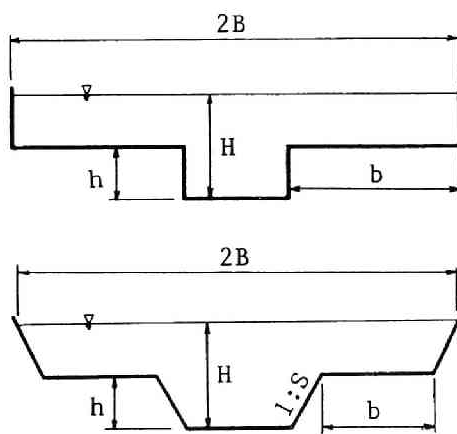


Fig. 1 Symbols of a compound open channel.

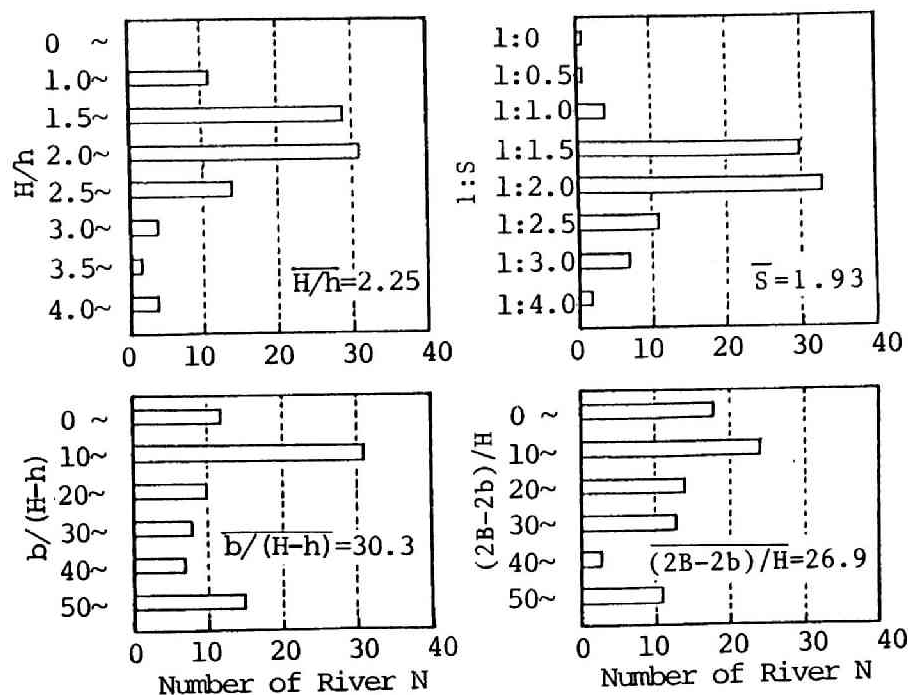


Fig. 2 Dimensions of compound open channels in Japan.

このように、広く用いられている複断面水路の流れを検討することは重要であるが、低水路と高水路を有することから流れの構造が複雑であることは容易に推測される。一様水路における複断面流れを複雑にしている要因とそれに伴って生起する素現象およびそれらが複合された現象の関連をまとめると Fig. 3 のような図式が描かれる。

流れが複雑となる要因として、流れが乱流状態であること、境界形状が隅角凹部、隅角凸部で構成されていて横断方向に水深が変化すること、横断方向に粗度が一様でないことが挙げられる。それぞれについて考えてみると、以下のようなものである。まず、流れが乱流状態であることは、剪断乱流において、乱れが平均流からエネルギーを奪い乱流状態を維持するためには速度変動が3次元の構造をもっていなければならない⁵⁾こと、Kline ら⁶⁾によって初めて指摘されたような組織的な構造が存在することなどから、流れが3次元であることが指摘される。このように乱れの生成に関与する種々のスケールの乱れによって流体混合が生起するが、大スケールの乱れが水深スケールの渦を形成し、流体混合がなされる。次に境界形状について見ると、隅角凹部あるいは凸部付近にはPrandtl⁷⁾によって指摘された乱れの非一様性に起因する、いわゆる第二種の2次流が存在することが良く知られており、比較的安定した2次流が見られる。また、高水敷の存在により、低水路流れと高水路流れには速度差が生じ、それらの境界部では渦運動に伴う流体混合が見られる。このような速度差は、横断方向に粗度が変化する流れでも見られ、複断面河道に見られるように高水路の粗度が低水路の粗度に比べて大きな場合には速度差がさらに大きくなり、境界部での流体混合の強さも増加することになる。このように、それぞれの要因によって流体混合が生ずるが、そのスケールは図に示すように、乱れの生成に起因する小さなスケールから、境界形状のスケール程度の大スケールに及ぶ。以上は、一様水路における複断面流れについて述べたものであるが、非一様水路では、拡幅・縮幅などの水路幅変化、彎曲・蛇行などの水路方向変化、路床勾配変化、分・合流による流量変化などにより、流れはさらに複雑な構造

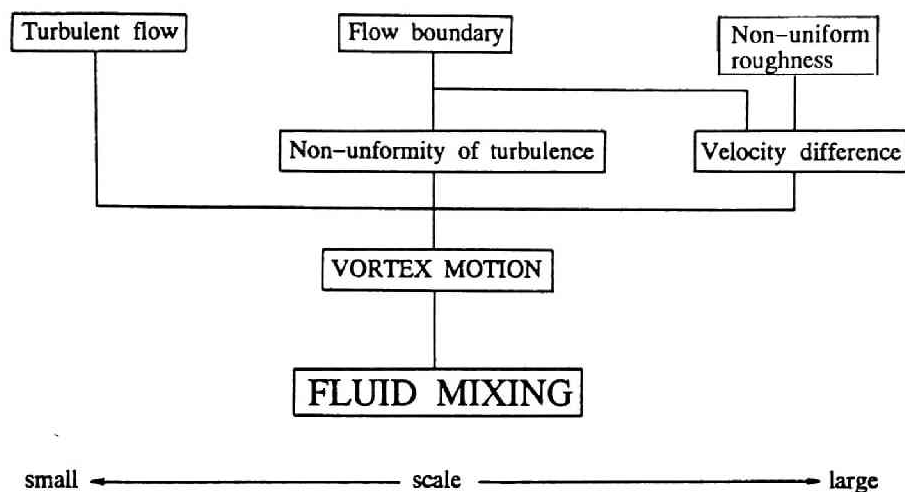


Fig. 3 Three dimensional structure of flow in a compound open channel.

を有するようになる。本研究では、一様水路における複断面流れを対象とする。

複断面流れでは、それぞれの要因に起因する流体混合が低水路流れと高水路流れの境界部で複合現象として捉えられ、特徴的な現象として研究されてきた。この現象は、Zheleznyakov⁸⁾によって”運動学的効果”と呼ばれ、流れの抵抗増加、流れの3次元構造、物質輸送などの問題を解明する上で重要なものである。

複断面流れに関する実験的研究がZheleznyakovによって1947～1948年に始められて以来⁹⁾、多くの研究者によって行われており、それらは以下の3テーマに大別される。すなわち、

- (1) 低水路流れと高水路流れの相互干渉
- (2) 低水路と高水路の境界部の乱流構造
- (3) 高水敷上への堆砂などの物質輸送

である。流れの相互干渉に関する研究では、境界部の流れの可視化結果に基づく混合現象の検討、および境界部の運動量輸送に伴う付加抵抗を考慮した水位・流量関係の検討が行われている。境界部の流れに関しては、Sellin¹⁰⁾の境界部における水面渦の可視化、芦田¹¹⁾およびTownsend¹²⁾の染料を用いた検討以後境界部の水面渦を扱ったものが多いが(木下¹³⁾、河原・玉井¹⁴⁾、福岡¹⁵⁾)、今本・石垣¹⁶⁾は混合現象を直接可視化する方法を用いた検討を行っている。一方、水位・流量関係に関する研究は数多く行われており、複合粗度係数を用いた井田¹⁷⁾に代表される方法、計測値より求めた流量係数を用いて流量を算定するZheleznyakov⁸⁾、Knight¹⁸⁾の方法、流速分布を考慮した方法(高橋¹⁹⁾)、境界面に作用する見かけのせん断力を考慮する方法(Wormleaton²⁰⁾、玉井・河原²¹⁾、Myers²²⁾など)、せん断力が0となる分割面を用いるYen & Overton²³⁾の方法など多種多様な方法が提案されているが、複断面流れを規定するパラメータが多く、普遍的方法是確立されていないのが現状である。

境界部の乱流構造は、速度計測法による実験的研究と数値計算法を用いた研究が行われて来た。速度計測

による方法はTownsend^{1,2)} に始まり、Rajaratnam & Armadi²⁴⁾ の速度横断分布式の検討、Elsawyら²⁵⁾ のレーザ流速計の適用以後、詳細な計測が行われている（富永ら²⁶⁾、Shiono & Knight²⁷⁾、今本ら²⁸⁾）。数値計算法による研究は乱流モデルを用いて行われており、Keller & Rodi²⁹⁾、Radojkovic & Djordjevic³⁰⁾、Pashe & Rouve³¹⁾ などの水深平均した $k-\varepsilon$ モデルを用いた研究、Krishnapann & Lau³²⁾、河原・玉井³³⁾、Larssen³⁴⁾、Shiono & Lin³⁵⁾、Naotら³⁶⁾ の代数応力モデルを用いた研究が行われ、流れの構造が検討されている。本論文でも、代数応力モデルを用いた検討を行っている。

最後に、高水敷への堆砂に関する研究を見ると、境界部での激しい流体混合により高水敷上に運ばれた浮遊砂が高水路の流速が小さいために沈降して堆積する現象が芦田ら³⁷⁾ によって研究されており、低水路が蛇行する場合³⁸⁾、高水敷端に植生が存在する場合³⁹⁾ などの複雑な条件でも検討が行われている。

以上のように、複断面流れについては数多くの研究がなされているにも拘らず、流れの構造が複雑なために十分な理解が得られていない。このような現状に鑑み、本論文は、Fig. 3 に示したように、複断面流れの特性が低水路流れと高水路流れの流体混合で説明されるという立場に立ち、3次元構造を検討するための実験手法および数値計算法を用い、流れの3次元構造を説明することを目的に行って来た成果をとりまとめたものである。本論文では流れの構造を検討することを目的として定常状態の直線水路における等流を対象としており、その概要を示すと以下のようである。

第1章は、複断面開水路流れの水理特性に関する従来の研究成果を、低水路流れと高水路流れの相互干渉に関する研究、複断面流れの構造に関する実験的研究、数値計算法による流れの構造に関する研究、その他の関連する諸問題に関する研究に区分してとりまとめている。

第2節は、流れの3次元性、水位・流量関係に関する従来の研究成果から、低水路流れと高水路流れの相互干渉について考察している。第3節は、速度計測結果を中心とする実験結果から流れの構造を検討し、第4節では、それらの結果と数値計算法による結果を比較し、計算法の適用性を検討している。第5節では、複断面河道における諸問題として、低水路の蛇行、高水敷上の植生が流れに与える影響、高水敷の堆砂などについて述べている。

第2章は、複断面流れの3次元構造を検討するために用いたLDVによる速度計測法、乱流モデルによる計算法および流れの可視化法について述べるとともに、それらの適用性について検討している。

第2節では、速度の3成分を同時に計測するために用いた速度ベクトル計測法について述べるとともに、従来の研究成果が多く得られている長方形断面水路に適用した結果に基づいて、計測法の妥当性を検討している。第3節では、2次流が存在する3次元構造を有する流れの計算に用いられている代数応力モデルについて述べるとともに、速度ベクトル法で得られた結果と比較することにより、計算モデルによる結果の妥当性を検討している。第4節では、流れ場の情報が得られ、流れの構造を直感的に知ることが可能な流れの可視化法を用いて水平面、縦断面、横断面の流況を検討する方法について述べている。

第3章では、低水路流れと高水路流れの相互干渉について、流れの可視化法によって得られる結果に基づいて境界部の混合機構を明らかにしようとしている。

第2節では、水面流況を境界部の水面渦とCameron⁴⁰⁾ 効果を利用した瞬間速度の平面分布の可視化結果を用いて検討し、第3節では、水平および縦断面流況から流れの構造を考察し、第4節では横断面流況の可視化結果からの検討を行っている。第5節では、混合現象に着目し、そのパターン、スケールなどを検討するとともに、第6節で2次元混合層流れとの比較検討を行い、構造の相似性について述べている。

第4章では、流れ方向の平均速度の分布に着目し、流れの構造との関係を検討するとともに、横断方向の分布表示式の検討を行った結果を利用した流量計算法を提示している。まず、速度の分布特性について述べるとともに、流れの構造との関連を考察し、横断方向の速度分布表示式の検討を行っている。つぎに、速度分布特性と流れの構造について得られた知見に基づく流量計算法を提案し、実験結果と比較検討している。

第5章では、2次流と渦構造に関する検討結果に基づき、複断面流れの3次元構造の説明を試みている。

すなわち、開水路流れの2次流および渦構造に関する基礎的な特性をまとめるとともに、複断面流れに見られる2次流と渦構造について考察している。また、平均速度場で見られる構造および瞬間速度場で見られる渦構造について考察し、複断面流れの3次元構造を明らかにしようとしている。

参考文献

- 1) 岩佐義朗：最新河川工学、森北出版、1979.
- 2) 玉光弘明，中島秀雄，定道成美，藤井友竝：土木学会編 新体系土木工学 堤防の設計と施行－海外の事例を中心として－，技報堂出版，1991.
- 3) Elliott, S.C.A. and R.H.J. Sellin : SERC flood channel facility: skewed flow experiments, J. Hydraulic Research, Vol. 28, No.2, 1990, pp.197-214.
- 4) 建設省河川局監修：河川砂防技術基準（案），山海堂，1976.
- 5) 谷 一郎編：流体力学の進歩 乱流，第3章（小橋安次郎執筆），1980.
- 6) Kline , S.J., W.C. Reynolds, F.A. Schraub and P.W. Runstadler : The structure of turbulent boundary layers, J. Fluid Mechanics, 30, 1967, pp.741-773.
- 7) Prandtl, L.: Essentials of fluid dynamics, Blackie, London, 1952.
- 8) Zheleznyakov, G.V.: Interaction of channel and flood plain streams, 14th Congress of IAHR, 1971.
- 9) Zheleznyakov, G.V. : Problem of the Interaction of the Main Channel and the Flood Plains Flows, Proc. of 21st IAHR Congress, B, 1985, pp.372-376.
- 10) Sellin, R.H.J.: A laboratory investigation into the interaction between the flow in the channel of a river and that over flood plain, La Houille Blanche, No.7, 1964.
- 11) 芦田和男，高橋 保，竹元忠嗣：複断面水路における洪水流，京都大学防災研究所年報，第10号B，1967，pp.133-145.
- 12) Townsend, D.R.: An investigation of turbulence characteristics in a river model of complex cross section, Proc. Institution of Civil Engineers, London, Vol.40, 1968, pp.155-175.
- 13) 木下良作：洪水と流路形態の現地観測，土木学会水工学シリーズ，78-A-7，1978.
- 14) 河原能久，玉井信行：複断面水路における大規模渦と流れの特性，第17回災害シンポジウム，1980.
- 15) 福岡捷二，浅野富夫，藤田光一，坂野章：複断面河道における洪水流の抵抗特性，第30回水理講演会論文集，1986，pp.499-504.
- 16) 今本博健，石垣泰輔：複断面開水路流れの斜昇流に関する実験的研究，水工学論文集，第34巻，1990，pp.403-408.
- 17) 井田至春：広巾員水路の定常流－断面形の影響について－，土木学会論文集，69号別冊(3-2)，1960.
- 18) Knight, D.W., J.D. Demetriou and M.E. Hamed : Stage discharge relationships for compound channels, Proc. 5th GAMM Conf. on Numerical Method in Fluid Mech., 1983.
- 19) 高橋 保：河道における洪水流の特性に関する研究，京都大学工学博士学位論文，1971.
- 20) Wormleaton, P.W., J. Allen and P. Hadjipanios : Discharge Assessment in Compound Channel Flow, ASCE, Vol.108, HY9, 1982, pp.975-994.

- 21) 玉井信行, 河原能久: 複断面開水路流れの特性と抵抗則に関する研究, 第25回水理講演会論文集, 1981, pp.113-118.
- 22) Myers, W.R.C. : Velocity and Discharge in Compound Channels, ASCE, Vol.113, No.6, 1987, pp.753-766.
- 23) Yen, C.L. and Overton, D.E. : Shape effects on resistance in flood plains, Jour. of Hydraulic Div. Proc. ASCE, Vol.99, HY1, 1973, pp.219-238.
- 24) Rajaratnam, N. and Ahmadi, R.M. : Hydraulics of channels with flood-plain, J. Hydraulic Research, 1981.
- 25) Elsayy, E.M., P.M. McKee and E.J. McKeogh : Application of LDA techniques to velocity and turbulence measurements in an open channel of compound cross section, 20th IAHR, B.b, 1983, pp.255-263.
- 26) 富永晃宏, 江崎一博, 森上秀樹: 複断面開水路接合部の乱流構造, 第33回水理講演会論文集, 1989, pp.523-528.
- 27) Shiono, K. and D.W. Knight : Turbulent open-channel flows with variable depth across the channel, J. Fluid Mech., vol. 222, 1991, pp.617-646.
- 28) 今本博健・石垣泰輔・塩野耕二: 複断面開水路流れの水理特性について(6), 京大防災研年報, 第35号B-2, 1992, pp.349-364.
- 29) Keller, R.J. and W. Rodi: Prediction of Two-dimensional Flow Characteristics in Compound Channel Cross-section, Proc. Hydrosoft'84, 3-3, 1984.
- 30) Radojkovic, M. and S. Djordjevic : Computation of Discharge Distribution in Compound Channels, Proc. of 21st IAHR Congress, B, 1985, pp.367-371.
- 31) Pasche, E. and G. Rouve : Overbank flow with vegetatively roughened flood plains, ASCE, HY, Vol.111, NO.9, 1985.
- 32) Krishnappan, B.G., and Y.L. Lau : Turbulence Modeling of Flood Plain Flows, ASCE, HY, Vol.112, No.4, 1986.
- 33) 河原能久, 玉井信行: 複断面開水路乱流の三次元数値解析, 第31回水理講演会論文集, 1987, pp.425-429.
- 34) Larsson, R. : Numerical Simulation of Flow in Compound Channels, Proc. of 3rd Intl Symp. on Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements, 1988, pp.537-544.
- 35) Shiono, K. and B. Lin : Three dimensional numerical models for two stage open channel flows, HYDROCOMP '92, 1992.
- 36) Naot, D., I. Nezu and H. Nakagawa : Hydrodynamic Behavior of Compound Rectangular Open Channels, J. Hydr. Engrg., ASCE, Vol.119, No.3, 1993, pp.390-408.
- 37) 芦田和男, 藤田正治, 劉 炳義: 複断面直線河道における浮遊砂の輸送過程, 第32回水理講演会論文集 1989, pp.461-466.
- 38) 芦田和男, 江頭進治, 劉 炳義: 複断面蛇行流の水理特性に関する研究, 水工論文集, 第34巻, 1990, pp.397-402.
- 39) 佐野良久, 野崎一郎, 濱谷 拓, 中井正則, 菅 和利: 高水敷に樹木を有する複断面直線水路の流れと浮遊砂の輸送について, 水工論文集, 第35巻, 1991, pp.483-488.
- 40) Cameron, H.L. : The measurement of water current velocities by parallax methods, Photogrammetric Engineering 18, 1952, pp.99-104.

第1章 複断面開水路流れの水理特性に関する 従来の研究

1.1 概 説

複断面河道において、流量が増加して流れが高水敷に及んだ場合、高水敷高さを境界として種々の水理量が不連続的に変化する。このような場合の流れを考えると、低水路流れと高水路流れには大きな速度差が生じ、その境界で激しく流体が混合することが容易に推測される。この流体混合が複断面流れを特徴づける現象であり、流れの抵抗増加や浮遊砂などの物質の高水敷上への輸送現象を引き起こす。この現象は、低水路流れと高水路流れの相互干渉として捉えられ、現象そのものの解明および運動量輸送に伴う抵抗増加を考慮した流量計算法の確立に力が注がれて来た。また、流れの構造について、速度計測法を用いた実験的手法あるいは数値計算手法を用いた検討が行われ、その構造が明らかにされつつある。さらに、低水路が蛇行している場合、高水敷粗度が低水路に比して大きな場合などの実際の河川に近い条件における検討も行われつつある。本章では、複断面開水路流れの水理特性に関する基礎的研究として、低水路流れと高水路流れの相互干渉に関する研究、複断面流れの構造に関する実験的研究、数値計算法による流れの構造に関する研究、およびその他の関連する諸問題に関する研究の成果をとりまとめている。

1.2 低水路流れと高水路流れの相互干渉に関する研究

1.2.1 流れの3次元性

(1) 単断面開水路流れの3次元性

乱流状態の一樣開水路における流れは3次元的な挙動を示し、その主要因として、壁面近傍のbursting現象、および主流方向に軸をもち横断方向に並列した縦渦あるいは並列らせん流と呼ばれる2次流の存在が挙げられる。これらの縦渦の存在のため、等速度線の歪み・壁面せん断力分布の非一様性・最大流速点の降下現象などが生じることは古くより知られている。

多層モデルで表される乱流境界層の平均速度分布¹⁾が開水路流れにも適用されることと、乱れの発生に關与するbursting現象が壁面近傍に限定して見られることなどを考慮すると、開水路流れが鉛直方向に多層構造を有すると考えるのが妥当である。すなわち、bursting現象が支配的な壁面近傍、大規模な渦運動が見られる主流部および自由水面近傍である。

壁面近傍での乱れの発生を説明するモデルは非常に多くのものが提案されているが、大別すると以下の3種に分けられる。

- a. Vortex filament model
- b. Vortex sheet model
- c. Eddy model

Vortex filament model は渦糸の挙動をモデル化したものであり、Theodorsen²⁾ のHorseshoe vortexモデルに始まり、水素気泡法を用いたKline ら³⁾ のburstingに関する詳細な検討により得られたモデルに代表されるものである。また、これらを発展させたものとして中川ら⁴⁾ あるいは宇民ら⁵⁾ のモデルが挙げられる。Vortex sheet modelは、可視化結果に基づいたHeadら⁶⁾ のモデルおよびturbulent spotの発達を数値解析したLeonard⁷⁾ の結果が挙げられる。

一方、Eddy modelは数多くの研究者により提案されており、Townsend⁸⁾ の二重ローラ渦と同タイプのモデル、Laufer⁹⁾、Falco¹⁰⁾、Brown ら¹¹⁾ の渦塊モデルおよびBlackwelder ら¹²⁾、大成ら¹³⁾ の流下方向渦モデルの3種に大別される。

上記したモデルは、壁面近傍で生成された構造が主流域まで発達すると考えるものと、壁面近傍と主流域が異なった構造を持つという多層構造性を考えるものに分けられる。しかしながら、ある一点での擾乱は、非圧縮性のため圧力が伝播し、ただちに周囲流体の状態に影響を与えるという乱れが局所的な過程でないという事項を考慮すれば、鉛直方向につながりを持つ構造の方が妥当性は高いと考えられる。多層構造性を持つという結論は、主流部で見られる縦渦が上流側の流れの履歴と考えると説明ができる。また、微小な擾乱を乱れの発生・発達過程の始点とするモデルが多く、擾乱の発生までモデル化して説明されてはいない。

このように種々のモデルが提案されているが、壁面領域における横断方向軸を持つ渦度の発生および可視化結果に見られる渦塊としての運動のように3次元的な拡がりを考慮し、渦線の集合として渦面が形成されるとするVortex sheet modelが妥当と考えられる¹⁴⁾。

つぎに、主流部における2次流および縦渦について考える。

2次流は、主流の曲りにより引き起されるもの（第一種の2次流）と、乱れの非一様性に起因するもの（第二種）および流体中に設置された物体の振動に起因するものの3種に分類されることがPrandtl¹⁵⁾により指摘されているが、開水路で見られるものは、第一種と第二種の2次流である。

Nikuradse¹⁶⁾ は、非円形管における流下方向の平均速度を詳細に計測し、等速度線が隅角部に向って歪曲するという結果を得、Prandtl はこの結果を第二種の2次流によるものと説明した。このような現象論的な研究により、最大流速点が水面より降下する現象および水面の浮遊物が水路中心部にかたよる現象などについて検討されて来た。わが国では、木下¹⁷⁾ が、洪水時の河川表面を航空写真で観察し、流下方向に並んだボイルからなる縦筋と浮遊物の収斂線が横断方向に水深程度の間隔で並ぶことにより並列らせん流の存在を指摘して以来、森ら¹⁸⁾、今本ら¹⁹⁾、中川ら²⁰⁾により開水路流れに見られる2次流と縦渦について研究されている。一方、ダクト流についても多くの研究があり、Brundrett & Baines²¹⁾、Gessner & Jones²²⁾、Perkins²³⁾らがコーナー部の流れについて詳細な計測を行っている。以上は実験的研究であるが、理論的研究は、Einstein & Li²⁴⁾が流下方向の渦度に関する式を用いて2次流の存在を間接的に証明して以来、石原・村本²⁵⁾による局所的な圧力勾配に基づく説明、林・山田²⁶⁾および吉川・池田²⁷⁾の渦度方程式に基づく検討、および黒木・岸²⁸⁾の不安定解析を用いた検討などが行われている。また、数値解析法を用いた開水路流れのにおける2次流の計算がChiu²⁹⁾やNaot & Rodi³⁰⁾により行われている。

このように多くの研究がなされているが、2次流および縦渦は、従来の点計測法では捉えにくく可視化法などによる定性的な検討が主になされ、その発生機構や詳細な構造については未解明の点が多く残されている。

(2) 複断面開水路流れの3次元性

単断面開水路流れが壁面近傍での乱れおよび2次流の存在などから3次元構造を有することを示したが、複断面開水路における流れは、低水路流れと高水路流れの速度差に伴う流体混合および高水敷先端付近の隅

角凸部における2次流の存在を考慮すると、流れは3次元的存在でありより複雑な構造を有すると考えられる。これらのすべての現象は低水路と高水路の境界部で発生し、そこに見られる流体混合が複断面流れを特徴づける現象である。

境界部における流体混合は、Sellin³¹⁾によって初めて可視化され、アルミ粉末を用いた水面流況の移動撮影結果から、Fig.1.1に示すような流線図が得られた。図に示すように、上下の高水敷上の流れが真ん中の低水路部分より速度が遅いため、それらの境界部に渦構造が見られる。このような結果は、Tietjens³²⁾が示したようにカメラの移動速度によって渦のスケールや位置は異なるが、図の結果より知れる低水路の流体と高水路の流体の混合、およびそれが流下方向にある間隔で発生していることは流れの相互干渉を検討する上で重要な事実である。このような流体混合の結果、運動量輸送が行われるため境界部に剪断力が作用することになり、新たな抵抗が付加されることとなる。Zheleznyakov³³⁾は、複断面水路を流れる流量が、流水面積が等価で低水路と高水路を独立に流れる流量の和より小さくなることを境界部の運動量交換によるものと指摘し、この現象を”運動学的効果(kinematic effect)”と呼んだ。芦田・高橋³⁴⁾も境界面に大きなせん断力が作用することを指摘しているが、Wright & Carstens³⁵⁾は、境界部の運動量輸送機構が、

- 1) 分子運動および分子間力、
- 2) 壁面に沿う流れが生成する渦、
- 3) 速度差のある流れの混合域で形成される渦
- 4) 2次流、

の4種の現象によってなされるものとしている。彼らは、壁面せん断力の計測結果から境界面に作用する見かけのせん断力を算定し、そのオーダが低水路における平均壁面せん断力と同程度であることを指摘した。彼らの見かけのせん断力を評価する方法は、多くの研究者によって用いられており、流量計算法などに利用されている。

流れの可視化は、Townsend³⁶⁾、芦田・高橋³⁴⁾によって染料を用いた結果が示されているが、今本・久下³⁷⁾がホット・フィルム流速計を用いた速度の3成分計測結果より、高水敷端より水面に斜めに上昇する2次流の存在を指摘して斜昇流と呼んで以来、主にわが国で可視化実験が行われた。木下³⁸⁾は、洪水流の観測結果より、高水敷上の流速が低水河岸に沿う付近で若干流速が落ちる場合が極めて多いことに着目し、実験水路での結果より、低水河岸沿いには特に強い湧昇流の存在とそれらが或る間隔で並びやすいことを指摘した。これは、今本・久下が指摘した斜昇流に相当するものと考えられる。斜昇流については、岩崎・堀川³⁹⁾によってレイノルズ応力の鉛直と水平の直応力成分の差(v^2-w^2)の勾配が支配的であることが指摘され、今本・石垣⁴⁰⁾によって初めて縦断面の構造が可視化されるとともに横断面での構造も可視化され、その特性が検討されている。一方、玉井・河原⁴¹⁾はSellinが示した水面渦を可視化するとともに、Fig.1.2のような水面渦の存在を考慮した流量計算法を提示した。また、福岡ら⁴²⁾は、鉛直方向の斜昇流の他に、Fig.1.3に示すような水平方向の流体混合を伴う大規模渦の存在を指摘しており、渦の中心が高水敷上にあり、規則的でかつ長時間存在すること、低水路の底面付近の流体が上昇しながら高水敷上へ輸送されるとともに、高水敷上の流体がやや沈降しながら低水路へ輸送されること、などの特性を指摘した。このように、境界部では複数の現象が混在するが、その構造を、Knightら⁴³⁾がFig.1.4のような3次元的な模式図で、流速、せん断力分布、2次流などの関係を説明した。彼らは、横断面形状、隅角凹部の2次流、境界面に存在する鉛直軸を有する渦と隅角凸部に生起する2次流が起す低水路流れと高水路流れの間の運動量輸送が速度分布やせん断力分布に影響を与えているとしている。しかしながら、流れの構造について十分な知見が得られておらず、本研究で示すような境界部の流れを直接可視化する手法などで検討する必要があるものと考えられる。

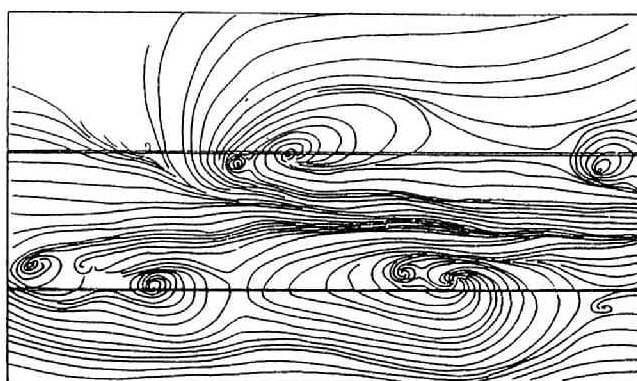


Fig. 1.1 Surface streamlines relative to moving camera (after Sellin³¹⁾)

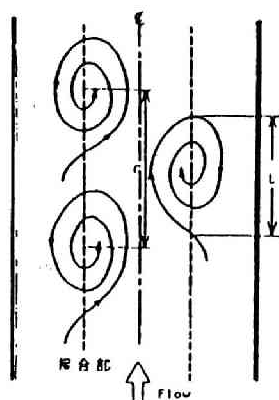


Fig. 1.2 Vertexes on the water surface in a compound open channel (after Tamai & Kawahara⁴¹⁾).

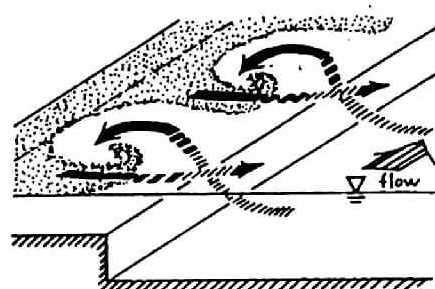


Fig. 1.3 Large scale motion on the flood plain (after Fukuoka etc.⁴²⁾).

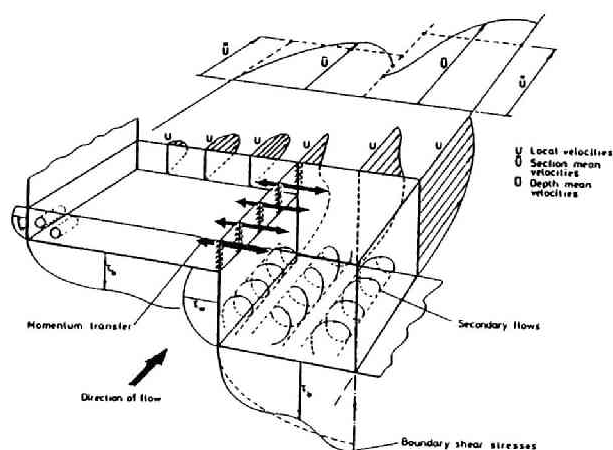


Fig. 1.4 Fluid mixing in a compound open channel (after Knight etc.⁴³⁾).

1.2.2 水位・流量関係

複断面開水路流れは、低水路および高水路が組み合わされたものであるため、水深の変化により各種水理量が高水数高さを境に不連続的に変化する。また、流れが高水数上に及んだ場合、低水路部と高水数部の境界付近で流体の激しい混合が生じる。これらの点を考慮すると、複断面開水路流れの抵抗特性は、表面抵抗と境界付近の内部抵抗が組み合わさり複雑なものとなっていると考えられる。単断面開水路流れおよび複断面開水路流れにおける各種水理量の水深 H の増加に伴う変化をまとめるとFig.1.5 のようである。図のように、高水数高さ h を境に、潤辺 s の不連続的な増加、流水面積 A の増加率の変化、径深 R の不連続的減少が生ずる。したがって、通常の単断面流れの流量計算法として広く用いられている Manning式を複断面流れに適用すると、流量 Q は $H=h$ を越えて一旦減少することになる。

次に、流量・水深曲線の計測結果に基づいて複断面開水路流れの抵抗特性について記す。

流量・水深曲線の一例として、水路幅 $2B=100\text{cm}$ 、高水数幅 $b=40\text{cm}$ 、高水数高 $h=5\text{cm}$ 、路床勾配 $I=1/400$ とした場合の流量 Q と低水路部水深 H の関係を無次元化して示すとFig.1.6 のようになる。ここで、無次元化流量 Q_* は、無次元化低水路部水深 $H_*=H/h$ 、無次元化高水数幅 $b_*=b/B$ および無次元化高水数高 $h_*=h/B$ と、平均流速公式としてマニング公式を用いた場合、単断面法および断面分割法により次式によって算定されるものである。

$$\text{単断面法: } Q_* = \frac{n Q}{2I^{1/2}B^{8/3}} = \frac{\{h_* (H_* - b_*)\}^{5/3}}{(h_* H_* + 1)^{2/3}} \quad (1.1)$$

$$\text{断面分割法: } Q_* = \frac{n Q}{2I^{1/2}B^{8/3}} = \frac{\{b_* h_* (H_* - 1)\}^{5/3}}{\{b_* + h_* (H_* - 1)\}^{2/3}} + \frac{\{h_* (1 - b_*) H_*\}^{5/3}}{(h_* + 1 - b_*)^{2/3}} \quad (1.2)$$

ここに、 n はマニングの粗度係数である。ただし、上式は低水路部水深が高水数高より大きい場合を対象とし、(1.2)式は鉛直分割法によるものであって、図中に破線で(1.1)式を、実線で(1.2)式の結果を示す。計測された流量および水深より図中○印で示した結果が得られ、流れが低水路部に限定されている場合は単断面法によく合うが、流れが高水数部に及ぶと計測値は単断面法と断面分割法による計算結果の中間値を示し、 H_* の増加とともに単断面法による計算結果に漸近する。ここで、重要な結果は、高水数高さを境にして流量が不連続的に変化的なことであり、以下、この領域について検討を加える。

実測値は離散的であるが、流量と低水路水深が片対数紙上で直線近似が可能なることを利用し、 $Q = C \cdot H^m$ (C, m : 定数)として関係を求めることにより連続量として取り扱い、抵抗の表示法に抵抗係数 $f' = 2(U_r/U_m)^2$ を用いて f' と Q の関係を整理するとFig.1.7 のようになる。ここに、摩擦速度は $U_r = \sqrt{gRI}$ (g : 重力加速度、 R : 径深)、断面平均流速は $U_m = Q/A$ (A : 通水断面積)として算定している。図より、抵抗係数 f' は流量 Q により複雑な変化を示し、同一流量に対して抵抗係数 f' が2値存在する領域が認められる。流量増加時には、 $a \rightarrow b \rightarrow c \rightarrow d \rightarrow e$ 、流量減少時には、 $e \rightarrow d \rightarrow f \rightarrow g \rightarrow a$ という異なった経路をたどると考えられる。このような抵抗の2値性は、Sellin³¹⁾の研究にも見いだされ、この領域についての検討は、複断面開水路流れの抵抗特性を解明する上で重要と考えられ、低水路流れと高水路流れの相互干渉が最も顕著に表れる。以下にこの領域での水位・流量関係に関して行われた研究をとりまとめる。

複断面開水路流れの流量計算法は、

- 1) 流れの相互干渉を考慮せず、全潤辺に対する等価粗度係数を用いる方法、
- 2) 流れの相互干渉を考慮した合成粗度係数を用いる方法、
- 3) 流れの相互干渉を考慮しない断面分割法、
- 4) 流れの相互干渉を潤辺長で考慮した断面分割法、

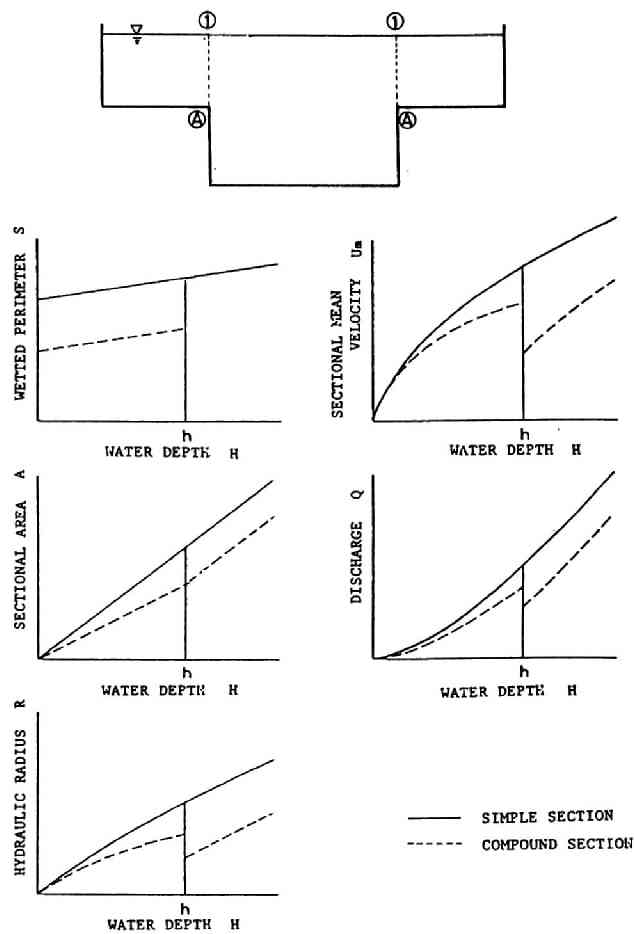


Fig. 1.5 Discontinuity of hydraulic parameter at the bank full depth.

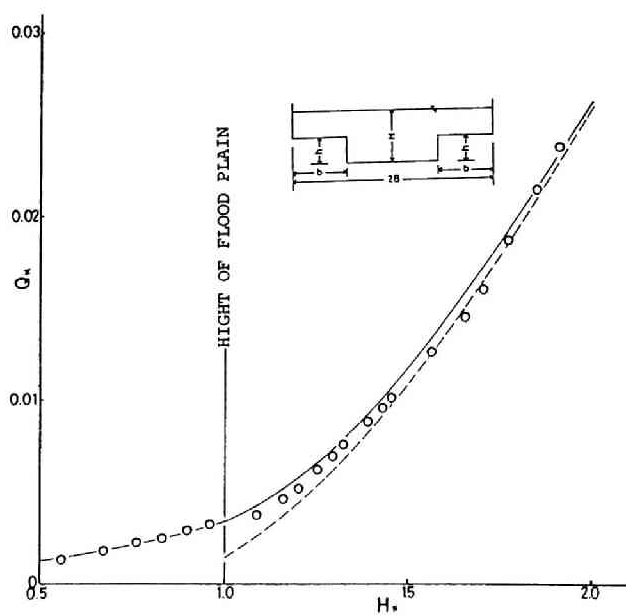


Fig. 1.6 Stage-discharge curve.

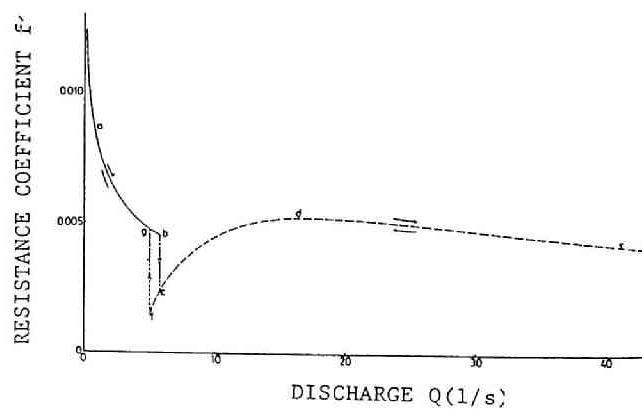


Fig. 1.7 Relation between resistance factor and discharge.

- 5) 分割面に作用する見かけの抵抗を考慮した方法、
 - 6) 実測流量より求めた流量係数を用いる方法、
 - 7) 横断方向の流速分布を考慮した方法、
- などが挙げられ、種々の手法が提案されている。

1) は、Chow⁴⁴⁾ が示した複合粗度をもつ水路の等価粗度係数を決定する3種の方法、すなわち、Horton-Einsteinの方法、Pavlovskii-Muhlhofer-Einstein-Banksの方法、Lotterの方法を用いて算定した全潤辺に対する等価粗度係数を Manning式に適用して流量を算定する方法である。3種の方法とは、

Horton-Einsteinの方法

$$n = \left(\frac{\sum n_i^{3/2} I_i}{S} \right)^{2/3} \quad (1.3)$$

Pavlovskii-Muhlhofer-Einstein-Banksの方法、

$$n = \left(\frac{\sum n_i^2 I_i}{S} \right)^{1/2} \quad (1.4)$$

Lotter の方法

$$n = \frac{I R^{5/3}}{\sum (I_i R^{5/3} / n_i)} \quad (1.5)$$

であり、それぞれ、各分割面積部分の平均流速が互いに等しい、流れに対する全抵抗力が各分割面積において流れに作用する力の和に等しい、および、全流量が各分割面積の流量の和に等しい、という仮定のもとに導かれた方法である。複断面流れの場合には、Lotterの仮定が用いられるが、Fig.1.6 に示したように高水敷水深が小さな範囲で流量を過大評価する傾向がある。これに対し井田⁴⁵⁾ は、Lotterの方法では、低水路粗度と高水路粗度が等しい場合に等価粗度に一致しないと言う矛盾を解消することと、得られた粗度係数が水深によって変化しないことを考慮した合成径深 R_c と合成粗度 n_c を用いる方法を用いた。すなわち、

$$Q_t = Q_m + Q_r \quad \text{or} \quad (A_t/n_c) R_c^{2/3} I^{1/2} = (A_m/n_m) R_m^{2/3} I^{1/2} + (A_r/n_r) R_r^{2/3} I^{1/2} \quad (1.6)$$

より合成径深 R_c を求め、実測した流量 Q_t と水深 H から求めた合成粗度 n_c を用い、

$$Q_t = (A_t/n_c) R_c^{2/3} I^{1/2} \quad (1.7)$$

として流量を算定する方法である。また、彼は、水深に比べて幅の大きい任意断面形状を持つ河道の不等流計算に適用する方法を開発している。なお、この方法は、河川砂防技術基準(案)⁴⁶⁾ に採用されており、複断面流れに適用する一般的な方法として用いられている。

2) の方法は、合成粗度係数の評価する際に流れの相互干渉を考慮しようとする方法であり、Asano ら⁴⁷⁾ および福岡ら⁴⁸⁾ によって提案された。彼らは、Fig.1.8 のように、計測された流量より逆算される合成粗度係数が水深の増加につれて変化し、井田の方法のように一定値を用いた場合には計算値と計測値に差異が生じることを示し、その解決法として境界部に作用するせん断応力を混合係数を用いて表す合成粗度係数の評価法を提案した。すなわち、境界面に作用するせん断応力 τ を、低水路流れの流速 U_m と高水路流れの流速 U_r の差の2乗に比例すると仮定した次式、

$$\tau = \rho f (U_m - U_r)^2 \quad (1.8)$$

と、低水路と高水路での力の釣り合い式、

$$\text{低水路: } \frac{\rho g n_m^2 U_m^2}{R_m^{1/3}} \cdot (B-b) + (H-h) \tau = \rho g H (B-b) I \quad (1.9)$$

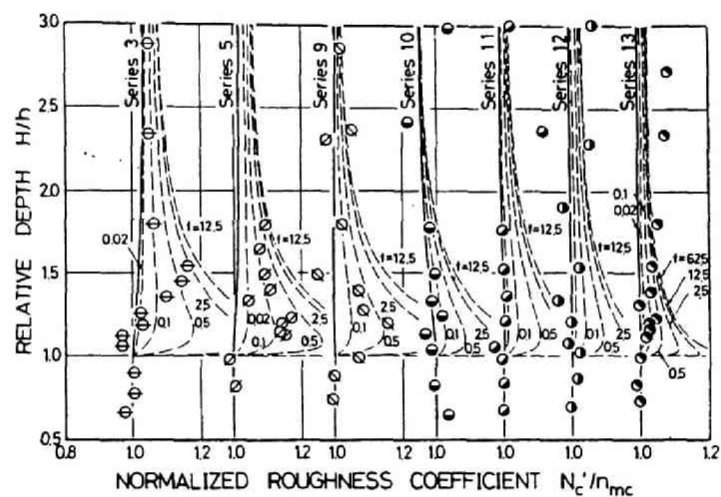


Fig. 1.8 Increasing tendency of Manning's N_c' along with H (after Asano etc.⁴⁷⁾).

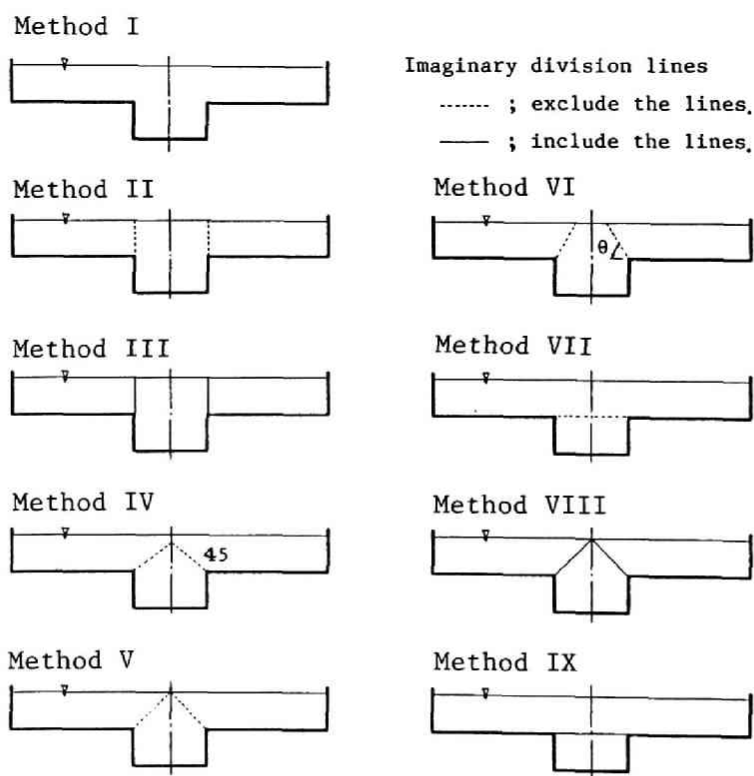


Fig. 1.9 Multi-section method (after Noutsopoulos & Hadjipanos⁵⁰).

$$\text{高水路: } \frac{\rho g n_f^2 U_f^2}{R_f^{1/3}} \cdot \frac{b}{2} - (H-h) \tau = \rho g (H-h) \frac{b}{2} I \quad (1.10)$$

を用いて得られる U_m と U_f より流量を計算する方法である。ここに、混合係数は、実験値および河川での実測値から $f=0.3$ 程度であるとしている。

以上のような方法に対し、Dracos & Hardegger⁴⁹⁾ は、合成粗度係数 n_c と低水路のみ流れる場合の粗度係数 n_o との比を径深と水深の比で表す実験式をもちいれば、単断面法で精度良く流量が計算されることを示した。しかしながら、限られた実験値より求めた定数を用いており、十分な普遍性は得られていない。

3)および4)の方法は簡便法であり、分割面積毎に Manning式で求めた断面平均流速と分割面積の積の合計を流量とする方法である。Noutsopoulos & Hadjipanios⁵⁰⁾ は、Fig.1.9 に示す9種類の断面分割法を比較した結果、Ⅷの斜め分割で分割線を潤辺に含む計算法が最良であるとした。しかしながら、彼らの対象とした複断面水路は、低水路幅・水深比が小さく、水平分割による計算法の適用性も良好であり、限られた条件での比較といえる。Wormleatonら⁵¹⁾ も水平および斜め分割が良いとしているが、彼らの用いた水路も低水路幅・水深比が小さい。Yen & Overton⁵²⁾ は、せん断力が0となる分割線を用いれば潤辺として評価する必要がないという考え方で分割線の決定を試みた。分割線は、流速分布の計測結果を用い、高水数端より等流速線に直交するように描いたが、流速分布が幾何形状や水深に影響されるため、分割線の普遍的な決定までには至らなかった。

5)の方法には、境界面の仮想粗度係数を考慮した森平⁵³⁾の方法、境界部の渦に起因するせん断抵抗を考慮した玉井・河原⁴⁰⁾の方法および壁面せん断力の計測結果より境界面に作用する見かけのせん断力を考慮した方法(Wormleaton & Hadjipanios⁵⁴⁾、室田・福原⁵⁵⁾など)がある。また、低水路流量と高水路流量の比から流量計算式を求める方法などもある(Nicollet & Uan⁵⁶⁾、Elsawyら⁵⁷⁾、Ojink⁵⁸⁾、Myers⁵⁹⁾)。

6)の方法は、実測値あるいは実験値より水位と流量の関係を求めようとするものである。Zheleznyakov³³⁾ は河川における実測値を用い、低水路および高水路が独立とした場合の流量 Q_m および Q_f と流量 Q との関係を、

$$Q = K_m Q_m + K_f Q_f \quad (1.11)$$

と表し、係数 K_m および K_f を河川における実測値より決定した。なお、 $K_m=0.73-0.99$ 、 $K_f=1.01-1.13$ であり、低水路では流量の減少、高水路では流量の増加が見られる。Knightら⁶⁰⁾ は、水深と流量の関係を、

$$\log H = C_1 \cdot \log Q + C_2 \quad (1.12)$$

と表し、係数 C_1 および C_2 を実験値より断面形状を表すパラメータの水路幅・高水数幅の関数として与えている。また、低水路流量と全流量の比も形状パラメータの関数として実験的に決定した。しかしながら、低水路幅と高水数高さの比が1の水路を用いており、その適用範囲は狭いものとなっている。

7)の方法は高橋⁶¹⁾によって提案された方法であり、流速の横断分布において渦動粘性係数が水深と流速の積に比例する、高水路流れが2次元流である、低水路内の流速は水深方向に均一化される、という仮定を用い、次式のような流量算定式を導いた。

$$Q = 2 b_m H \frac{1}{n_m} H^{2/3} I^{1/2} \left[1 - \frac{1}{2} \left\{ 1 - \left(\frac{n_m}{n_f} \right)^2 \left(\frac{H-h}{H} \right)^{4/3} \right\} \frac{\tanh \{2(B-b)/H\} \sqrt{(2f/k)}}{\{2(B-b)/H\} \sqrt{(2f/k)}} \right]$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{16} \left\{ 1 - \left(\frac{n_m}{n_f} \right)^2 \left(\frac{H-h}{H} \right)^{4/3} \right\} \left\{ \frac{\tanh \{2(B-b)/H\} \sqrt{(2f/k)}}{\{2(B-b)/H\} \sqrt{(2f/k)}} + \frac{1}{\cosh^2 \{2(B-b)/H\} \sqrt{(2f/k)}} \right\} \\
& + 2b(H-h) \frac{1}{n_f} (H-h)^{2/3} I^{1/2}
\end{aligned} \tag{1.13}$$

式中の係数 k は係数 f を用いて表したが、実測値と一致させるのは困難であり、適当に k および f を決定しているため、実用上は使用するのが困難である。

以上、種々の流量計算法は提案されているが、複断面流れを規定するパラメータの多いこと、流れの構造が複雑なことなどの理由から普遍的な方法は確立されておらず、簡便な鉛直分割法あるいは井田の方法が用いられているのが現状である。

1.3 複断面開水路流れの乱流構造に関する実験的研究

前節で示したように、複断面流れの構造は3次元であり、流れの可視化法を用いてその解明が行われているが、速度あるいは壁面せん断力の計測を行った実験的な検討も行われて来た。ここでは、これらの点計測法により得られた平均速度・2次流ベクトル・乱れ速度・レイノルズ応力・壁面せん断力などの分布特性に関する従来の研究成果をとりまとめる。

1.3.1 平均速度分布特性

複断面開水路流れにおける速度計測は、低水路流れと高水路流れの相互干渉による低水路流速の低減効果および配分流量を計測する方法としてピトー管を用いた計測が多く行われているが（例えば、Sellin³¹⁾、Yen & Overton⁵²⁾、Nicollet & Uan⁵⁶⁾ など）、流れの構造を検討する目的の計測はTownsend³⁶⁾ によって始められた。彼は、ホットフィルム流速計を用いた流下方向平均速度と乱れ速度の計測および染料を用いた横断方向の乱れの検討を行っている。その後、Rajaratnam & Ahmadi⁶²⁾ による速度横断分布の検討、今本・久下³⁷⁾、Prinosら⁶³⁾ および富永ら⁶⁴⁾ の2成分ホットフィルム流速計を用いた計測が行われ、Elsawyら⁶⁵⁾ がレーザ流速計を用いた計測を行って以来、今本・石垣⁶⁶⁾、富永ら⁶⁷⁾、Shiono & Knight⁶⁸⁾ などによって詳細な計測が行われている。ここでは、速度の3成分計測を初めて行った今本・久下の結果を中心に速度分布および2次流ベクトルの分布特性について述べる。

今本・久下は、長方形断面水路内に幅および高さの異なる種々の大きさの高水敷を水路の両側壁に敷設した複断面水路を用い、ホットフィルム流速計による詳細な速度計測を行った。Fig. 1.10 は、低水路水深 H を一定として高水敷幅 b を0から水路半幅 B まで変化させた場合の等速度線図を示したものである。これより、以下の点を指摘している。

- 1) 高水敷先端から低水路側に低平均速度領域の広がることが明瞭に認められる、
- 2) b が大きくなるにつれて低速度領域は水路中央部まで及ぶようになるが、さらに b が大きくなると対岸側の高水敷の存在により一方の高水敷の影響が水路中央を越えることが許されなくなるとともに高水敷上の流れは2次元流れに近づくため、全体としては複断面流れの特性が薄れる、

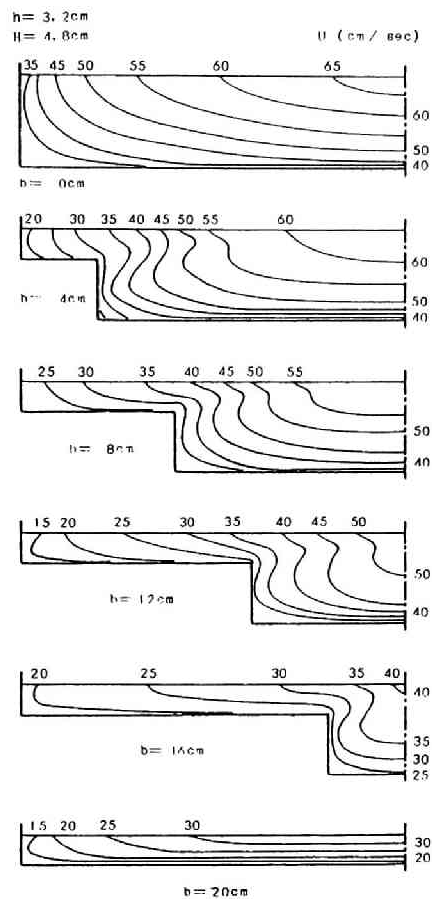


Fig. 1.10 Effect of the width variation of flood plain on the velocity distribution (after Imamoto & Kuge³⁷⁾).

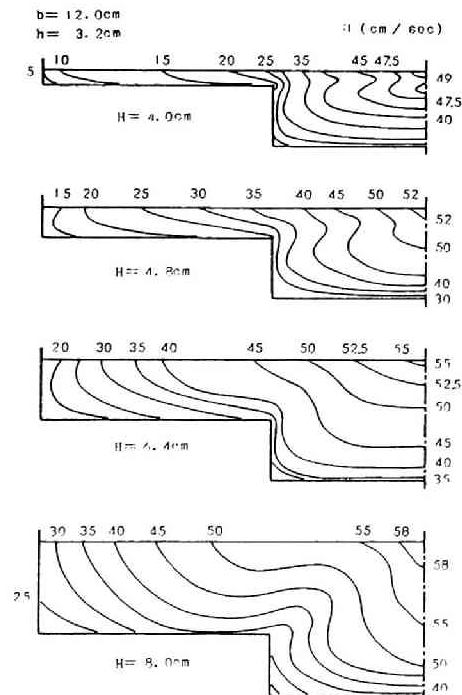


Fig. 1.11 Effect of the depth variation on the velocity distribution (after Imamoto & Kuge³⁷⁾).

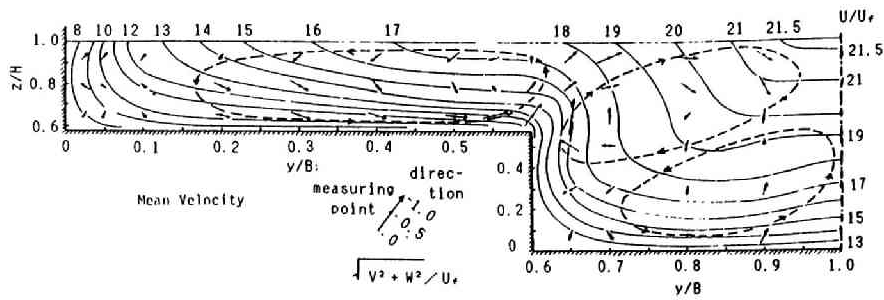


Fig. 1.12 Distribution of mean velocity of longitudinal, lateral and vertical components (after Imamoto & Kuge³⁷⁾).

の2点である。2)については、断面形状と抵抗係数の検討より、 $b/B=0.4$ で複断面流れの効果が顕著となることを指摘している。

一方、高水敷幅 b と高さ h を一定とし、流量を変化させることにより低水路水深 H を変化させたFig.1.11に示す等速度線図より、高水敷上の水深が増加するにしたがって低平均速度領域は自由水面側に広がるが、水深がきわめて大きくなると側壁の影響が卓越するなどかなり複雑な性状を呈するようになることを指摘している。また、低水路水深が大きくなるにつれて高水敷先端から水面に向かう等速度線の歪みが顕著となることより斜昇流がより顕著になることを示しており、同様の傾向を富永ら⁶⁷⁾も指摘している。

次に流れ方向の平均速度 U と横方向および鉛直方向の平均速度 V および W の分布について得られた結果を示すとFig.1.12のようである。図中、 U は等速度線による表示が用いられ、 V および W については2次流ベクトルで表示されている。図より、高水敷先端からの低速度領域の広がりおよび高水敷部水面近傍における低水路側からの高速度領域の広がりが認められる。この特性は他の実験結果^{36, 62, 64, 66)}でも同様に認められ、複断面流れを特徴づけるものである。また、2次流ベクトルの分布を見ると、高水敷先端から低水路自由表面に向かう顕著な斜昇流とともに、高水敷部自由表面近傍における接岸流および高水敷面近傍における離岸流、ならびに低水路部における高水敷との隅角部に向かう斜降流および中央部路床面近傍における上昇流の存在が認められ、図に破線で示されるようならせん流の存在が類推される。以上のような特性が示されており、他の実験結果⁶⁷⁾によっても斜昇流の存在およびそれにより誘起される渦構造が確認されている。

以上、等速度線図を用いて速度分布特性について述べたが、それらの結果からも推定されるように、低水路流れと高水路流れの速度差が速度分布特性の支配的な要因であり、それらの特性は速度の横断分布に顕著に表れると考えられる。速度の横断分布特性を検討した代表的な研究はRajaratnum & Ahmadi⁶²⁾によるものである。彼らは、低水路および高水敷の幅が広く、流れの相互干渉の影響が及ばない領域の存在する水路において詳細な速度の横断分布の計測を行い、干渉領域を混合層として取り扱った。その結果、低水路部では放物線近似、高水敷部では噴流を用いた以下の速度分布式を提案した。

$$\text{低水路部: } \frac{U - U_0}{U_1 - U_0} = 1 - 0.75 \left(\frac{z_1}{b_m} \right)^2 \quad (1.14)$$

$$\text{高水敷部: } \frac{U - U_0}{U_0 - U_2} = \exp \left\{ -(\ln 2) \left(\frac{z_1}{b_r} \right)^2 \right\} \quad (1.15)$$

ここに、 U_0 : 低水路と高水路との境界面上の流速、 U_1 および U_2 : 低水路および高水路での代表流速、 b_m :

$(U - U_0) / (U_1 - U_0) = 0.25$ となる低水路部中央から高水路部側に測った横断距離、 $b_r : (U - U_2) / (U_0 - U_2) = 0.50$ となる低水路部・高水路部境界から高水路部側に測った横断距離である。また、それぞれの横断方向の特性長が低水路水深と高水路水深の比 $H / (H - h)$ に依存するとして整理した結果、それらの差、つまり高水敷高さで表されることを実験的に見だし、以下のように表した。すなわち、

$$\text{低水路部: } b_m = 3.78h \quad (1.16)$$

$$\text{高水敷部: } b_r = 0.64h \quad (1.17)$$

$$\text{干渉域幅: } b_t = 5.97h \quad (1.18)$$

である。このように、特性長が高水敷高さ h に依存することは、速度分布が境界形状の影響を受けていることを示しており、流れの構造との関係から検討する必要があることを示唆している。

1.3.2 乱れ速度分布特性

複断面流れの乱れ計測はTownsend³⁶⁾により始められ、今本・久下³⁷⁾、Prinosら⁶³⁾、Elsawyら⁶⁵⁾、富永ら⁶⁷⁾、Shiono & Knight⁶⁸⁾などによって行われて来た。ここでは、平均速度分布と同様に、今本・久下の結果を中心に、その特性を示す。

Fig. 1.13は、低水路水深を一定として高水敷幅を変化させた場合の乱れ速度分布の計測結果である。速度分布で見られた高水敷先端より広がる低速度領域に相当する領域での乱れ速度は大きくなり、複断面流れの特性がより明瞭となっている。一方、Fig. 1.14の高水敷幅および高さを一定として低水路水深を変化させた場合の結果を見ると、低水路水深が大きくなるにつれて高水敷先端付近の高乱れ領域の広がり大きくなって自由表面まで達するようになるが、さらに水深が大きくなると側壁の影響が卓越するなどかなり複雑な分布を示している。この高乱れ領域が高水敷先端の斜昇流により誘起されているものと考え、その構造が低水路水深および断面形状により変化することが類推される。

以上のように、高水敷先端付近では低速度・高乱れ領域が存在しており、激しく流体が混合していることが知れる。これは、Fig. 1.15に示したレイノルズ応力の横断方向分布の計測結果からも確認できる。図は、流下方向平均流速 U 、横断方向の流体混合により生じるレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ および鉛直方向の流体混合に金するレイノルズ応力 $-\overline{uw}$ の横断方向分布を示したものである。高水敷先端付近の分布を見ると、 $-\overline{uw}$ がほぼ 0 に近い値を示すのに対して $-\overline{uv}$ は大きく、極大値を有する分布となっている。これは、鉛直方向より横断方向の流体混合が卓越していることを示しており、低水路流れと高水路流れの相互干渉が横方向の流体混合により引き起こされていることを示している。このようなレイノルズ応力の分布は、富永ら⁶⁷⁾、Shiono & Knight⁶⁸⁾の結果でも確認されており、境界部の流れの構造を特徴づけている。

1.3.3 壁面せん断力分布特性

複断面流れにおける壁面せん断力の計測は、低水路と高水路の境界面に作用する見かけのせん断力を評価するためにWright & Carstens³⁵⁾により始められ、Ghosh & Jena⁶⁹⁾、Myers & Elsayy⁷⁰⁾、Rajaratnum & Ahmadi⁶²⁾、Wormleaton ら⁷¹⁾、Baird & Irvine⁷²⁾、Knight & Hamed⁷³⁾、今本ら⁷⁴⁾、Holden & James⁷⁵⁾、室田ら⁷⁶⁾によって計測が行われている。多くの研究は、プレストン管あるいはピトー管を用いた計測法で平均壁面せん断力を計測し、その結果を用いて境界面に作用するせん断力を算定し、流量計算に用いようとするものである。

Wright & Carstens³⁵⁾は、境界面を固定壁とし、力の釣り合いから境界面に作用する見かけのせん断力を算定した結果、その大きさは低水路底面の平均壁面せん断力と同程度であることを指摘している。Ghosh & Jena⁶⁹⁾は滑面および粗面の複断面水路で計測を行い、高水敷先端付近に大きなせん断力が作用することお

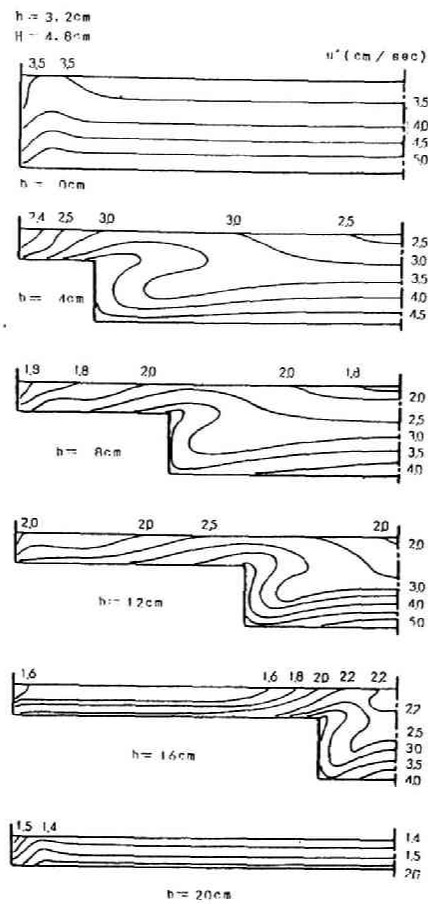


Fig. 1.13 Effect of the width variation of flood plain on the turbulent velocity distribution (after Imamoto & Kuge³⁷⁾).

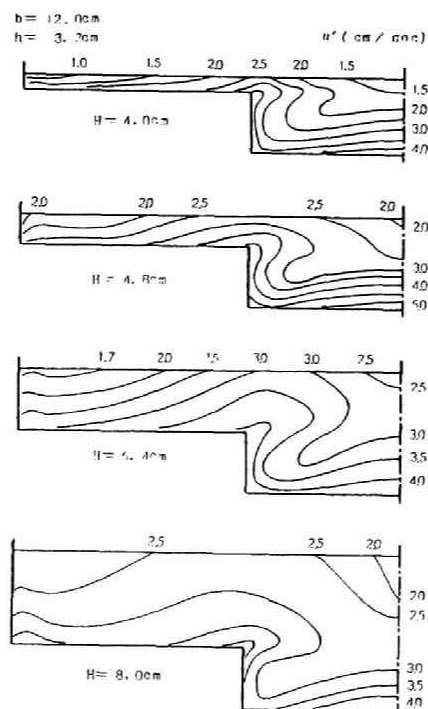


Fig. 1.14 Effect of the depth variation on the turbulent velocity distribution (after Imamoto & Kuge³⁷⁾).

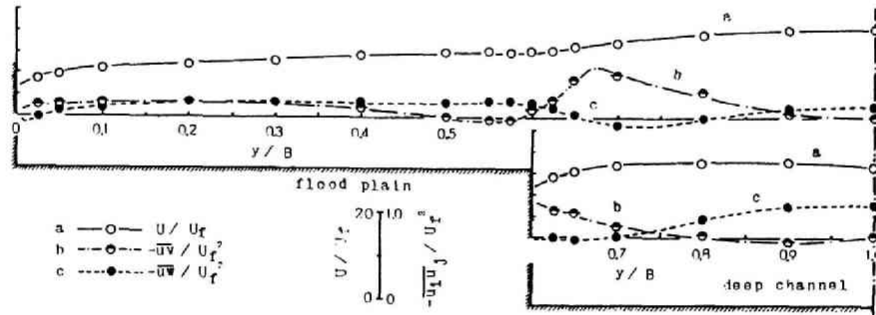


Fig. 1.15 Lateral distribution of mean velocity, turbulence intensity and Reynolds stress (after Imamoto & Kuge³⁷⁾).

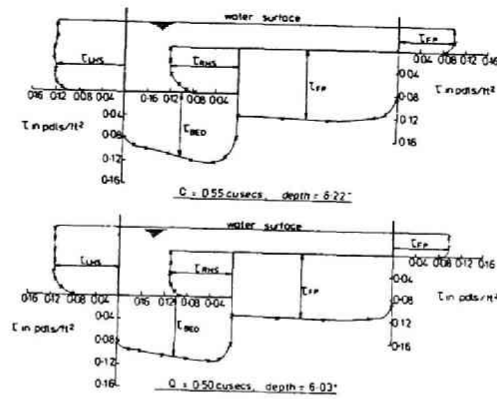


Fig. 1.16 Distribution of boundary shear stress (after Myers & Elsawy⁷⁰⁾).

よび分布形が波状を呈することなどの点を指摘しているが、水路幅・水深比の小さな水路での計測であるため、低水路流れと高水路流れの相互干渉による影響と側壁などの影響が混在した結果となっているものと考えられる。これに対してMyers & Elsayy⁷⁰⁾は、片側のみに高水敷を敷設した水路を用いて流れの相互干渉による壁面せん断力の変化を検討してFig. 1.16のような結果を得ており、低水路内の壁面せん断力は、高水敷水深が小さなケースでは平均して22%の減少が見られるのに対し、高水路では200%の増加が見られるという結果を得ている。なお、これらの値は低水路と高水路を固定壁で分離した場合の壁面せん断力の計測結果との比率である。このように、流れの干渉領域では壁面せん断力分布が変化するが、その領域幅が平均速度分布の特性長で表される範囲と同等であることをRajaratnam & Ahmadi⁸²⁾は実験値で確認している。他の計測結果^{71) - 76)}でも同様の特性が指摘されており、壁面せん断力は低水路側で低減し、高水路側で増加する分布形を示すことが知れる。しかしながら複断面流れの構造は、その幾何形状および低水路水深・高水路水深比などによって複雑に変化するため、普遍的な特性を見出すのは難しい。このような問題に対する検討結果としてHolden & James⁷⁵⁾の研究が挙げられる。彼等は、流れの相互干渉の程度によって壁面せん断力分布形を分類し、相互干渉が強くなるとにつれて高水敷上の分布の極大値が先端へと移動して行き、高水敷先端に大きなせん断力が作用するような分布形となるという考え方を示した。

以上示した結果は、干渉領域の流れの構造に起因するものであり、流れの構造との関係から検討する必要性があり、第3章でその検討結果を示す。

1.4 数値解析法による複断面流れの乱流構造に関する研究

1.4.1 開水路流れにおける2次流

直線開水路流れにおいても2次流が存在し、流れの構造に影響を与えていることは、実験的検討あるいは数値解析法を用いた検討で指摘されている。この種の2次流は、Prandtl¹⁵⁾によって第二種の2次流として分類され、非円形断面の隅角部で観察される乱れに起因するものとされている。Nikuradse¹⁶⁾が隅角部における詳細な速度計測の結果より2次流の存在を指摘して以来、多くの研究がなされている。

2次流の存在は、流れの抵抗および流砂現象に影響を及ぼすことが指摘されている。例えば流れの抵抗についてChow⁴⁴⁾は、強い2次流は大きな損失をもたらす、流水抵抗の増加に結び付くと述べている。一方、2次流と浮遊砂との関係を検討したVanoni⁷⁷⁾は、浮遊砂が2次流を生起させると結論づけているが、これに対してNemenyi⁷⁸⁾は、一般的に2次流は乱流状態の流れに存在しており、浮遊砂が2次流生起の主要因ではないと指摘している。また、Jackson⁷⁹⁾やAllen⁸⁰⁾によって、2次流と河床形態との関係が検討されている。この関係について木下¹⁷⁾は、Cameron 効果⁸¹⁾を利用した航空写真による洪水時の表面流速解析を行い、流れ方向軸をもつ水深規模の縦渦の存在を指摘し、河床形態との関係を推定するとともに、実験水路においても同様の縦渦の存在を確認している。近年、Nezu & Rodi⁸²⁾によって詳細な2次流の計測が行われ、楕円形の2次流セルの存在が指摘されている。

一方、2次流に関する理論的な研究がEinstein & Li²⁴⁾によって始められたが、近年、数値解析法による計算がChiu²⁹⁾、Naot & Rodi³⁰⁾によって行われている。Chiu²⁹⁾の計算方法は、直交曲線座標を用いるものであり、幅スケールの大きな2次流セルは計算されるが、実験結果で得られているような水深スケールの2次流セルは計算されていない。これに対し、Naot & Rodi³⁰⁾のモデルは、開水路流れの2次流を計算するために調整された代数応力モデルであり、種々の水路幅・水深比を有する長方形断面水路においてFig. 1.17に示すような2次流セルが計算されており、実験結果で得られるものとの定性的な一致が見られる。

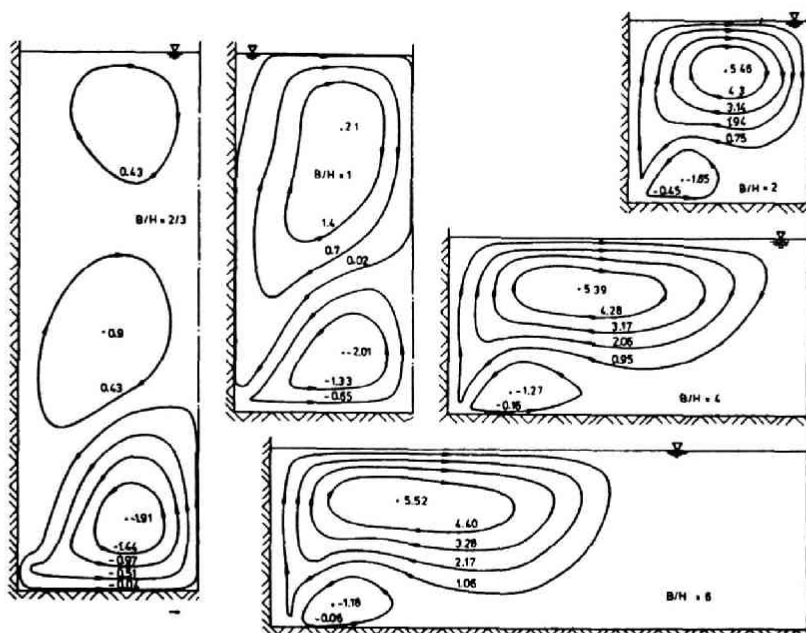


Fig. 1.17 Calculated secondary flow streamlines in open channels of various width-to-depth ratios (after Naot & Rodi³⁰⁾).

1.4.2 乱流モデルによる複断面流れの計算

近年、種々の乱流モデルが開発され、複雑な流れの計算が可能となってきた。その中でも、乱れエネルギー k と乱れエネルギー逸散率 ε の輸送方程式を用いた $k-\varepsilon$ モデルは広く用いられている。

このモデルは、レイノルズ応力と平均流を関係づけるのためにBoussinesqが提案した式、

$$-\overline{uv} = \nu_t \frac{\partial U}{\partial y} \quad (1.19)$$

の乱流動粘性係数 ν_t を、Prandtl-Kolmogoroff の乱流粘性公式、

$$\nu_t = C \sqrt{k} l \quad (1.20)$$

と、次元解析で得られる乱流の長さスケール l と k および ε の関係式、

$$l \sim \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (1.21)$$

を用い、 $C\mu=0.09$ を経験定数として次式、

$$\nu_t = \frac{C\mu k^2}{\varepsilon} \quad (1.22)$$

で表し、モデル化した k と ε の輸送方程式を解いて ν_t を求めて基礎方程式を解こうとする方法である。しかしながら、 $k-\varepsilon$ モデルは、乱流粘性という仮定を用いており、レイノルズ応力の局所平衡関係を基礎としたものであり、2次流が発生するような異方性の強い流れ場では、(1.20)式は正当性を失う。このような場合には、レイノルズ応力の輸送方程式を用いる応力方程式モデルが必要になるが、多くの経験定数を必要とし、その決定が問題となる。代数応力モデルは、 $k-\varepsilon$ モデルと応力方程式モデルの中間に位置するもの

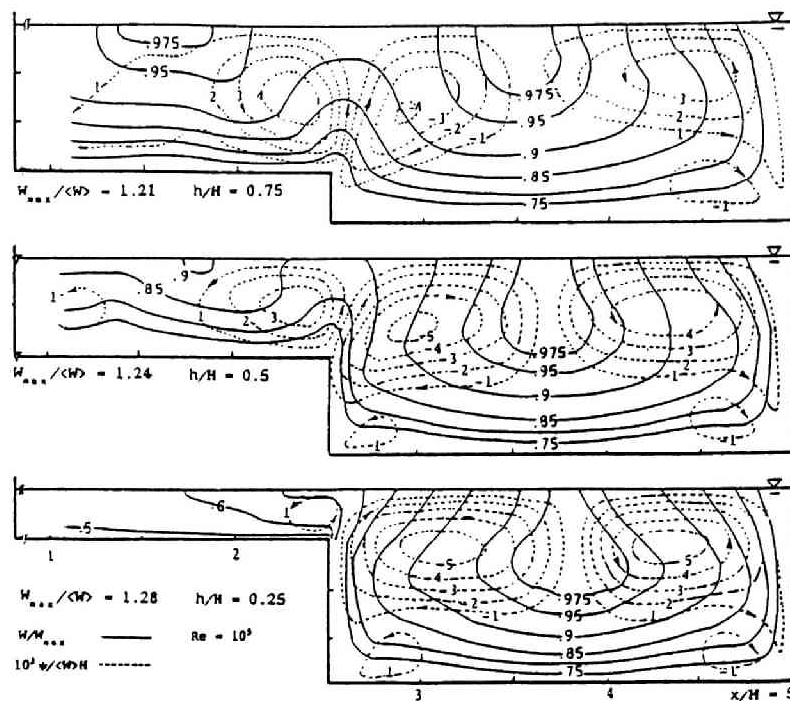


Fig. 1.18 Asymmetric smooth channel; streamwise velocity contours and lateral stream lines (after Naot etc.⁹²⁾)

であり、レイノルズ応力の輸送方程式中の対流項と拡散項を合わせたものが k の輸送項に比例すると仮定して置換し、レイノルズ応力を代数式でモデル化したものである。代数応力モデルには、主にダクト流が精度良く計算されるように調整されたLaunder & Ying モデル⁸³⁾、それを発展させて開水路流れの2次流の計算に成功したNaot & Rodi モデル⁸⁰⁾、Yoshizawa⁸⁴⁾の非線形レイノルズ応力表示法を取り入れたSpezialeの非線形 $k-\varepsilon$ モデル⁸⁵⁾などがある。

複断面流れを対象とした計算は、Keller & Rodi⁸⁶⁾、Radjkovic & Djordjevic⁸⁷⁾、Pashe & Rouve⁸⁸⁾などによって用いられた水深平均 $k-\varepsilon$ モデルと、代数応力モデルを用いた3次元計算がなされている。水深平均 $k-\varepsilon$ モデルは、複断面流れの相互干渉は水平方向の流体混合が卓越しており、水深方向に積分した基礎方程式での取扱が可能であるという立場に立って用いられているものであり、Keller & Rodi は通常用いられている経験定数で速度の横断分布が精度良く計算されるという結果を示した。一方、流れの構造を支配する要因が2次流の存在であるとの立場から、代数応力モデルを用いた計算がなされている。Krishnapann & Lau⁸⁹⁾は、Naot & Rodi のモデルを用いた計算を行い、壁面せん断力および低水路と高水路の流量比などを従来の研究結果と比較して検討しているが、2次流ベクトルの分布などの流れの構造については検討していない。流れの構造については、河原・玉井⁹⁰⁾のL-Y model を改良したK-T model やLarsson⁹¹⁾のモデルおよびNaotら⁹²⁾の検討結果が挙げられる。Fig. 1.18は、Naotらの計算結果であり、定性的には実験結果と一致した結果が得られている。

1.5 複断面流れに関するその他の研究

複断面流れに関する研究は、長方形断面を有する低水路と高水路を組み合わせた水路で多く行われているが、実際の河川では低水路は台形断面を有し、時として蛇行している場合が多く見られる。また、通常、高水敷は植生で覆われており、低水路に比して粗度係数は大きい。このように、実際の流れは断面形状のみならず流れを複雑にする他の要素が絡んで非常に複雑なものとなっている。また、洪水時には、浮遊砂などが高水敷上に輸送されて堆積するなどの物質輸送を伴う流れとなっている。したがって、

- 1) 河道形状（低水路の蛇行）
- 2) 高水敷上の植生の影響
- 3) 高水敷上への堆砂などの物質輸送

などについて検討されてきているが、本論文では、直線水路における低水路と高水路の境界部における流れの構造の解明を目的としており、複断面流れの特性以外の要素を含む上記の点については以下に概略を述べるに留める。

低水路が蛇行する複断面弯曲流の研究は、Toebe & Sooky⁹³⁾ によって始められ、比較的狭い低水路を有する水路での実験から水位・流量関係を検討した結果、高水敷高さで水平に分割する流量計算法の優位性を示した。また、洪水時には低水路の弯曲の影響は小さく、流れが直線化すること、単断面弯曲流と複断面弯曲流では2次流の大きさが異なるとともに、その向きが逆になることなどを指摘している。後者の2次流については、今本・石垣⁹⁴⁾ が示したように、弯曲によって生ずる2次流と複断面流れ特有の斜昇流が共存しているためであり、複断面直線流に比して流れはより複雑となっている。このような複断面蛇行流れについては、近自然工法を検討する立場から、Arnoldら⁹⁵⁾、Stein⁹⁶⁾ によって検討されるとともに、McKeogh & Kiely⁹⁷⁾ によってレーザ流速計を用いた計測がなされている。また、高水敷への堆砂を検討する立場から、芦田ら⁹⁸⁾、Liu⁹⁹⁾ によっても流れの構造が検討されている。

高水敷上の植生の粗度係数についてPetrik & Bosmajian¹⁰⁰⁾ は、Manning の粗度係数を植生密度と径深を用いて計算する式を提示しており、高密度の植生を有する高水敷の粗度係数は水深の増加とともに増加し、0.4 にまでなる極端な例を挙げている。また、Nalluri & Judy¹⁰¹⁾ も、水深に応じて粗度係数が変化するため、一定値を用いた水位・流量関係の予測法では誤差が大きくなることを指摘している。一方、石川¹⁰²⁾ によって洪水航空写真と流量資料から得られた高水敷の粗度係数は、0.019 ～0.073 の範囲であり、灌木を含む固い草で覆われた場合には0.041 ～0.073 と非常に大きな値となっている。このような高密度の植生領域は、洪水流の計算においては死水域として取り扱った方が計算が精度良く行えることを福岡ら¹⁰³⁾ が指摘している。このような高水敷が植生で覆われた複断面水路の流れは、Pashe & Rouve⁸⁸⁾ およびArnoldら⁹⁵⁾ により検討されており、境界面での横断方向の混合機構の存在などが指摘されている。

高水敷への堆砂機構については芦田ら⁹⁸⁾ によって一連の研究がなされており、Liu⁹⁹⁾ によってとりまとめられている。彼等は、浮遊砂濃度と境界部の2次流の関係を検討し、斜昇流の上昇位置で浮遊砂濃度が大きくなること、下降位置で掃流砂量が極大値となることなどを示している。これは、斜昇流によって巻き上げられて高水敷上に輸送された浮遊砂が高水敷上の流速が小さいために沈降して掃流砂となるという機構の存在を示す結果となっている。また、横方向の拡散係数を流速の横断分布式と運動方程式から評価した渦動粘性係数を用いて算定し、濃度分布や堆積量の計算を行うとともに、低水路が蛇行した複断面弯曲流への適用について検討を加えている。一方、菅・玉井¹⁰⁴⁾、佐野ら¹⁰⁵⁾ によって高水敷上の樹木群の浮遊砂堆積に及ぼす影響が検討され、樹木群が存在する場合には高水敷に乗り上げる大規模な流れが周期的に発生し、高水敷上への輸送量と堆積量を加えた総輸送量が樹木が無い場合の約3倍となる結果を示している。この結

果は、樹木の存在により流れの構造が変化することを示しており、樹木の存在が新たな流れを誘起することを示唆している。

1.6 結 語

本章では、複断面開水路流れの水理特性に関する基礎的研究として従来の研究成果をとりまとめるとともに未解明な点を示した。いずれの点も低水路流れと高水路流れの境界部の構造が複雑であり、3次元構造を有することに起因するものと考えられる。したがって、この領域の流れの構造を検討する必要があるが、そのためには3次元構造を検討する手法を用いなければならない。このため、本研究では3次元構造を検出する方法として、速度3成分の同時計測法、流れの水平・縦断・横断面の可視化法および乱流モデルの一種である代数応力モデルを用い、流れの3次元構造を説明することを目的としている。

参考文献

- 1) Bradshaw, P.: Turbulence, Springer-Verlag, 1976.
- 2) Theodorsen, Th.: The structure of turbulence, 50 Jahre Grenzschichtforschung, (ed. H. Goertler and W. Tollmien), Friedr. Vieweg & Sohn, 1955, pp.55-62.
- 3) Kline, S.J., W.C. Reynolds, F.A. Schraub and P.W. Runstadler : The structure of turbulent boundary layers, J.F.M., 30, 1967, pp.741-773.
- 4) Nakagawa, H. and I. Nezu : On a new eddy model in turbulent shear flow, Proc. JSCE, No.231, 1974, pp.61-70.
- 5) 宇民 正, 上野鉄男: 可視化法による大スケール乱れに関する研究, 京大防災研年報, 第19号B, 1976, pp.267-288.
- 6) Head, M.R. and P. Bandyopadhyay: Combined flow visualization and wire measurements in turbulent boundary layers, Lehigh Workshop on Coherent Structure in Turbulent Boundary Layers, ed. C.R. Smith, D.E. Abbott, 1978, pp.98-129.
- 7) Leonard, A.: Vortex simulation of three-dimensional spotlike disturbances in a laminar boundary layer, Turbulent shear flows II, ed. L.J.S. Bradshaw, Berlin, 1979, pp.67-77.
- 8) Townsend, A.A.: The Structure of Turbulent Shear Flow, Cambridge Univ. Press, 1976.
- 9) Laufer, J.: New trends in experimental turbulence research, Ann. Rev. Fluid Mech., Vol.7, 1976, pp.307-326.
- 10) Falco, R.E.: Coherent motions in the outer region of turbulent boundary layers, Phys. Fluid, Vol.20, No.10, 1977, pp.s124-132.
- 11) Brown, G.L. and A.S.W. Thomas : Large structure in a turbulent boundary layer, Phys. Fluid, Vol.20, No.10, 1977, pp.577-594.
- 12) Blackwelder, R.F. and H. Eckelmann : Streamwise vortices associated with the bursting phenomenon, J.F.M., Vol.94, 1979, pp.577-594.
- 13) 大成博文, 佐賀孝徳, 斎藤 隆: 開水路乱流内層の縦渦構造, 土木学会論文集, No.363, II-4, 1985, pp.135-144.
- 14) 今本博健, 石垣泰輔: LDVによる開水路流れの速度ベクトル計測について(4), 京大防災研年報, 第31号B-2, 1988, pp.815-823.

- 15) Prandtl, L.: Essentials of fluid dynamics, Blackie, London, 1952.
- 16) Nikuradse, J.: Untersuchungen über die Geschwindigkeitsverteilung in turbulenten Stromungen, Diss. Göttingen, 1926. after Schlichting, H, Boundary-layer theory, McGRAW-HILL, 1968.
- 17) 木下良作: 航空写真による洪水流の解析、その乱流構造と表面の流れかたの特性について、日本写真測量学会誌、Vol.6, No.1, 1967, pp.1-17.
- 18) 森 明巨, 黒木幹雄, 岸 力: 開水路で見出された二次渦に関する実験, 第26回土木学会年次学術講演会概要集Ⅱ-107, 1971.
- 19) 今本博健, 宇民 正, 上野鉄男, 日紫喜剛啓, 仲井公哉: 開水路流れの大規模乱流構造と構造物周辺の局所流との関連について, 京都大学防災研究所年報, 第22号B-2, 1979, pp.469-490.
- 20) 中川博次, 苅津家久, 富永晃宏: 開水路流れにおける横断方向の渦構造と大規模乱流, 土木学会論文報告集, 312号, 1981, pp.93-105.
- 21) Brundrett, E. and W.D.Baines: The production and diffusion of vorticity in duct flow, J. Fluid Mech., 19, 1964, pp.375-394.
- 22) Gessner, F.B. and J.B.Jones: On some aspects of fully-developed turbulent flow in rectangular channels, J.Fluid Mech., 23, 1965, pp.689-713.
- 23) Perkins, H.J.: The formation of streamwise vorticity in turbulent flow, J.Fluid Mech., 44, 1970, pp.721-740.
- 24) Einstein, H.A. and H.Li.: Secondary currents in straight channels, Trans. American Geophysical Union, Vol. 39, No.6, 1958, pp.1085-1088.
- 25) 石原藤次郎, 村本嘉雄: 二次流の発生機構について, 第7回水理講演会論文集, 1962, pp.77-82.
- 26) 林 泰造, 山田 正: 開水路における縦渦の形成に関する研究, 第21回水理講演会論文集, 1977, pp.245-253.
- 27) 吉川秀夫, 池田駿介: 正方形断面を持つ直線水路の速度分布に関する基礎的研究, 土木学会論文報告集 No.250, 1976, pp.63-71.
- 28) 黒木幹男, 岸 力: 開水路に発生する縦渦の構造の研究, 土木学会論文報告集, 312号, 1981, pp.83-92.
- 29) Chiu, C.L. and D.E.Hsiung: Secondary flow, shear stress and sediment transport, Jour. of Hydraulics Division, Proc. ASCE, Vol. 107, HY7, 1981, pp.879-898.
- 30) Naot, D. and W.Rodi: Calculation of secondary currents in channel flow, Jour.of Hydraulics Division, Proc. ASCE, Vol.108, 1982, pp.948-968.
- 31) Sellin, R.H.J.: A laboratory investigation into the interaction between the flow in the channel of a river and that over flood plain, La Houille Blanche, No.7, 1964.
- 32) Tietjens, O.: Stromungslehre, Zweiter Band, Springer-Verlag, p.113, 1970.
- 33) Zheleznyakov, G.V.: Relative deficit of mean velocity of instable river flow, kinematic effect in river beds with flood plains, IAHR, 1966.
- 34) 芦田和男, 高橋 保, 竹元忠嗣: 複断面水路における洪水流, 京都大学防災研究所年報, 第10号B, 1967, pp.133-145.
- 35) Wright, W.W and M.R.Carstens: Linear momentum flux to overbank section, ASCE, HY9, 1970.
- 36) Townsend, D.R.: An investigation of turbulence characteristics in a river model of complex cross section, Proc.Institution of Civil Engineers, London, Vol.40, 1968, pp.155-175.
- 37) 今本博健, 久下俊夫: 複断面流れの水理特性に関する基礎的研究, 京都大学防災研究所年報, 第17号B 1974, pp.665-679.
- 38) 木下良作: 洪水と流路形態の現地観測, 土木学会水工学シリーズ, 78-A-7, 1978.
- 39) 堀川清司, 岩崎光隆: 複断面水路の速度分布に関する基礎的研究, 第32回土木学会学術講演会講演概要Ⅱ-206, 1977.
- 40) 今本博健, 石垣泰輔: 複断面開水路流れの斜昇流に関する実験的研究, 水工学論文集, 第34巻, 1990, pp.403-408.
- 41) 玉井信行, 河原能久: 複断面開水路流れの特性と抵抗則に関する研究, 第25回水理講演会論文集, 1981

- pp. 113-118.
- 42) 福岡捷二, 浅野富夫, 藤田光一, 坂野章: 複断面河道における洪水流の抵抗特性, 第30回水理講演会論文集, 1986, pp. 499-504.
 - 43) Knight, D.W., J.D. Demetriou and M.E. Hamed: Stage discharge relationships for compound channels, Proc. 5th GAMM Conf. on Numerical Method in Fluid Mech., 1983.
 - 44) Chow, V.T.: Open-Channel Hydraulics, McGraw-Hill, New York, 1959.
 - 45) 井田至春: 広巾員水路の定常流—断面形の影響について—, 土木学会論文集, 69号別冊(3-2), 1960.
 - 46) 建設省河川局監修河川砂防技術基準(案), 山海堂, 1976.
 - 47) Asano, T., H. Hashimoto and K. Fujita: Characteristics of variation of Manning's roughness coefficient in a compound cross section, Proc. of 21st IAHR Congress, 1985, pp. 30-34.
 - 48) 福岡捷二, 藤田光一: 複断面河道の抵抗予測と河道計画への応用, 土木学会論文集, 第411号, II-12, 1989, pp. 63-72.
 - 49) Dracos, T. and P. Hardegger: Steady uniform flow in prismatic channels, J. Hydraulic Research, Vol. 25, No. 2, 1987, pp. 169-185.
 - 50) Noutsopoulos, G. and P. Hadjipanios: Discharge Computations in compound channels, 20th IAHR, D.b, 1983, pp. 173-180.
 - 51) Wormleaton, P.W., J. Allen and P. Hadjipanios: Discharge Assessment in Compound Channel Flow, ASCE, Vol. 108, HY9, 1982, pp. 975-994.
 - 52) Yen, C.L. and Overton, D.E.: Shape effects on resistance in flood plains, Jour. of Hydraulic Div. Proc. ASCE, Vol. 99, HY1, 1973, pp. 219-238.
 - 53) 森平倫生: 複断面水路水流の抵抗法則に関する研究, 京都大学工学修士学位論文, 1961.
 - 54) Wormleaton, P.W. and P. Hadjipanios: Modeling of discharge in compound channels, Proc. of Hydrosoft '84, 2-99, 1984.
 - 55) 室田 明, 福原輝幸, 勢田昌功: 複断面流れの流量評価に関する研究, 水工論文集, 第34巻, 1990, pp. 415-420.
 - 56) Nicollet, G. and M. Uan: Continuous free-surface flow over composite beds, La Houille Blanche, 1979.
 - 57) Elsayy, E.M., P.M. McKee and E.J. McKeogh: Application of LDA techniques to velocity and turbulence measurements in an open channel of compound cross section, 20th IAHR, B.b, 1983, pp. 255-263.
 - 58) Ogink, H.J.M.: The effective viscosity coefficient in 2-D depth-averaged flow models, Proc. of 21st IAHR Congress, B, 1985, pp. 474-479.
 - 59) Myers, W.R.C.: Velocity and Discharge in Compound Channels, ASCE, Vol. 113, No. 6, 1987, pp. 753-766.
 - 60) Knight, D.W., J.D. Demetriou and M.E. Hamed: Hydraulic Analysis of Channel with Flood Plains, Intn. Conf. on the Hydraulic Aspects of Floods & Flood Control, BHRA, 1983, pp. 129-144.
 - 61) 高橋 保: 河道における洪水流の特性に関する研究, 京都大学工学博士学位論文, 1971.
 - 62) Rajaratnam, N. and Ahmadi, R.M.: Hydraulics of channels with flood-plain, J. Hydraulic Research, 1981.
 - 63) Prinos, P., R. Townsend and S. Tavoularis: Structure of turbulence in compound channel flows, ASCE, HY, Vol. 111, No. 9, 1985.
 - 64) 富永晃宏, 江崎一博, 森上秀樹: 複断面開水路接合部の乱流構造, 第33回水理講演会論文集, 1989, pp. 523-528.
 - 65) Elsayy, E.M., P.M. McKee and E.J. McKeogh: Application of LDA techniques to velocity and turbulence measurements in an open channel of compound cross section, 20th IAHR, B.b, 1983, pp. 255-263.
 - 66) 今本博健, 石垣泰輔, 木下聖司: 複断面開水路流れの水理特性について(2), 京大防災研年報, 第27号 B-2, 1984, pp. 433-444.
 - 67) 富永晃宏, 江崎一博, 小葉竹重機: 複断面開水路流の三次元構造, 土木学会論文集, No. 417, II-13,

- 1990, pp.129-138.
- 68) Shiono, K. and D.W. Knight : Turbulent open-channel flows with variable depth across the channel, *J. Fluid Mech.*, vol. 222, 1991, pp.617-646.
 - 69) Ghosh, S. and S.B. Jene : Boundary shear distribution in open channel compound, *Inst. Civ. Eng.*, Vol. 49, 1971, pp.417-430.
 - 70) Myers, R.C. and M. Elsayy : Boundary shear in channel with flood plain, *ASCE*, Vol. 101, HY7, 1975, pp.933-946.
 - 71) Wormleaton, P.W. and P. Hadjipanagos : Flow distribution in compound channels, *Tech. Note of ASCE*, HY, Vol. 111, No. 2, Feb., 1985, pp.357-361.
 - 72) Baird, J.I. and D.A. Ervine : Resistance in channels with overbank flood-plain flow, *Proc. 5th GAMM Conf. on Numerical Method in Fluid Mech.*, 1983, pp.4-137-150.
 - 73) Knight, D.W. and M.E. Hamed : Boundary shear in symmetrical compound channels, *ASCE*, Vol. 110, No. 10, Oct., 1984, pp.1412-1430.
 - 74) 今本博健, 石垣泰輔, 木下聖司 : 複断面開水路流れの水理特性について(2), *京大防災研年報*, 第27号 B-2, 1984, pp.433-444.
 - 75) Holden, A.P. and C.S. James : Boundary shear distribution on flood plains, *J. Hydraulic Research*, Vol. 27, No. 1, 1989, pp.75-89.
 - 76) 室田 明, 福原輝幸, 勢田昌功 : 複断面粗面開水路流れの水理学的特性に関する実験的研究, *水工論文集*, 第34巻, 1990, pp.409-414.
 - 77) Vanoni, V.A. : Transportation of Suspended Sediment, *Trans. ASCE*, June, 1944, pp.67-133.
 - 78) Nemenyi, P.F., Discussion with Vanoni in 77).
 - 79) Jackson, R.G. : Sedimentological and Fluid-Dynamic Implications of the Turbulent Bursting Phenomenon in Geophysical Flows, *J. Fluid Mech.*, 1976, pp.531-560.
 - 80) Allen, J.R.L. : Sedimentary Structures, Vol. II, Elsevier, New York, 1982.
 - 81) Cameron, H.L. : Measurement of water current velocities by Parallax Method, *Photogrammetric Engineering* 18, 1952.
 - 82) Nezu, I. and W. Rodi : Experimental Study on Secondary Currents in Open Channel Flow, *Proc. of 21th IAHR Congress*, Melbourne, Australia, Vol. 2, 1985, pp.19-23.
 - 83) Launder, B.E. and W.M. Ying : Prediction of flow and heat transfer in ducts of square cross-section, *Proc. Instn. Mech. Engrs*, Vol. 187, 1973, pp. 455-461.
 - 84) Yoshizawa, A. : Statistical analysis of the deviation of Reynolds stress from its eddy viscosity representation, *Phys. Fluids*, 27, 1984, 1377.
 - 85) Speziale, C.G. : On nonlinear $k-l$ and $k-\epsilon$ models of turbulence, *Journal of Fluid Mechanics* Vol. 178, 1987, pp.459-475.
 - 86) Keller, R.J. and W. Rodi : Prediction of Two-dimensional Flow Characteristics in Compound Channel Cross section, *Proc. Hydrosoft'84*, 3-3, 1984.
 - 87) Radojkovic, M. and S. Djordjevic : Computation of Discharge Distribution in Compound Channels, *Proc. of 21st IAHR Congress*, B, 1985, pp.367-371.
 - 88) Pasche, E. and G. Rouve : Overbank flow with vegetatively roughened flood plains, *ASCE*, HY, Vol. 111, NO. 9, 1985.
 - 89) Krishnappan, B.G. and Y.L. Lau : Turbulence Modeling of Flood Plain Flows, *ASCE*, HY, Vol. 112, No. 4, 1986.
 - 90) 河原能久, 玉井信行 : 複断面河道流れに及ぼす横断面形状の影響, *第20回乱流シンポジウム講演論文集* 1988, pp.18-24.
 - 91) Larsson, R. : Numerical Simulation of Flow in Compound Channels, *Proc. of 3rd Intl Symp. on Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements*, 1988, pp.537-544.
 - 92) Naot, D., I. Nezu and H. Nakagawa : Hydrodynamic Behavior of Compound Rectangular Open Channels, *J. Hydr. Engrg.*, *ASCE*, Vol. 119, No. 3, 1993, pp.390-408.
 - 93) Toebe and Sooky : Hydraulics of Meandering Rivers with Flood Plain, *ASCE*, Water Resources

Eng. Conf., 1966.

- 94) 今本博健, 石垣泰輔: 複断面弯曲開水路流れの水理特性に関する実験的研究, 第27回水理講演会論文集 1983, pp.67-72.
- 95) Arnold, U.: Zur bilddaten- und modellgestutzten Bestimmung der Schadstoffausbreitung in naturnahen Fliessgewässern, Mitteilungen, IWW, RWTH Aachen, Nr.52, 1987.
- 96) Stein, C.J.: Maandrierende Fliessgewässer mit überstromten Vorländern - Experimentelle Untersuchung und numerische Simulation, Mitteilungen IWW-RWTH, Aachen, 1990.
- 97) McKeogh, E.J. and G.K. Kiely: Experimental study of the mechanisms of flood flow in meandering channel, 23rd Congress of IAHR, Vol.B, 1989, pp.491-498.
- 98) 芦田和男, 江頭進治, 劉 炳義: 複断面蛇行流の水理特性に関する研究, 水工論文集, 第34巻, 1990, pp.397-402.
- 99) Liu, B.Y.: Study on Sediment Transport, and Bed Evolution in Compound Channels, 京都大学工学博士学位論文, 1991.
- 100) Petryk, S. and G. Bosmajian: Analysis of Flow Through Vegetation, ASCE, HY7, 1975, pp.871-884.
- 101) Nalluri C. and N.D. Judy: Interaction Between Main Channel and Flood Plain Flow Proc. of 21st IAHR Congress, B, 1985, pp.377-382.
- 102) 石川忠晴: 高水敷地被状態と粗度係数について, 第38回土木学会年次学術講演会概要, II-249, 1983.
- 103) 福岡捷二, 藤田光一, 平林 桂, 坂野 章: 樹木群の流水抵抗について, 第31回水理講演会論文集, 1987, pp.335-340.
- 104) 菅 和利, 玉井信行: 浮遊砂堆積に及ぼす高水敷上の樹木群の影響について, 第45回土木学会年次学術講演会概要, II-155, 1990.
- 105) 佐野良久, 野崎一郎, 濱谷 拓, 中井正則, 菅 和利: 高水敷に樹木を有する複断面直線水路の流れと浮遊砂の輸送について, 水工論文集, 第35巻, 1991, pp.483-488.

第2章 流れの3次元構造検討法

2.1 概 説

複断面開水路流れは3次元的存在であり、その3次元性が流れを特徴づけている。したがって、流れを3次元的に計測あるいは数値計算し、その特性を把握する必要がある。Fig. 2.1 に示すように、流れの3次元構造を検討する方法としては、速度計測および流れの可視化法などの実験的方法と数値計算法があり、図に示すようにそれぞれ得られる結果は異なる。水理計測法あるいは数値計算法によって得られる結果を時間および空間座標で分類すると、

時間座標 : 時間平均値 — 瞬間値

空間座標 : 点情報 — 場の情報

に分けられ、それらの組み合わせにより次の4種類の情報、つまり、1)時間平均値の点情報、2)時間平均値の場の情報、3)瞬間値の点情報、4)瞬間値の場の情報が得られる。流れの3次元構造を検討するためには、いずれの情報も必要であり、本研究では、レーザ・ドップラ流速計を用いた速度の3成分同時計測（速度ベクトル計測法と呼ぶ）で1)および2)、3)の情報を、乱流モデルを用いた計算で1)と2)の情報を、流れの可視化法を用いて3)および4)の情報を得ることとした。以下に、それぞれの流れの3次元構造検討法を述べるとともに、得られる結果の妥当性について検討した結果を示す。

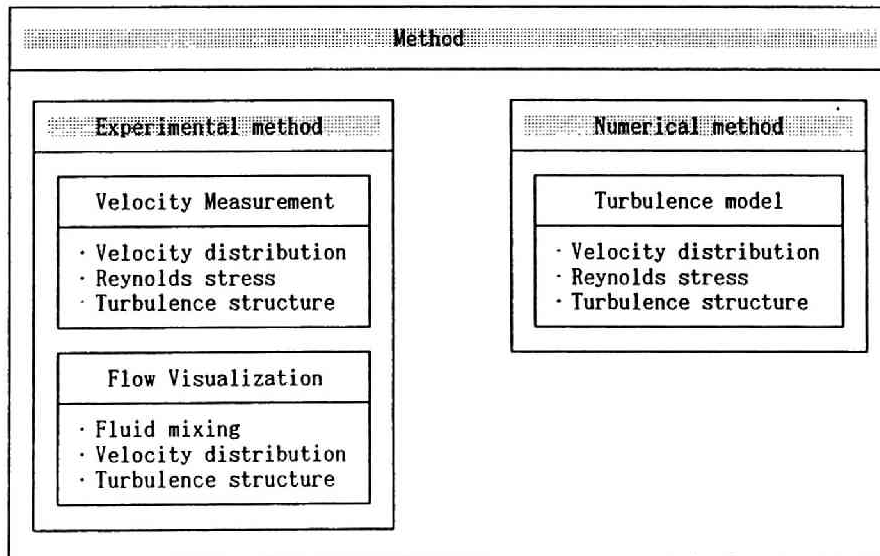


Fig. 2.1 Method for investigating the 3-D structure of flow.

2.2 LDVによる方法

2.2.1 速度ベクトル計測法¹⁾

開水路流れにおける速度計測は、ピトー管、プロベラ流速計、ホット・フィルム流速計およびレーザ・ドップラ流速計(Laser Doppler Velocimeter: LDV) など種々の流速計を用いて行われているが、近年、検定が不要であることおよび流れを乱さないなどの長所があるため、LDVは多くの研究で用いられている。しかしながら、レーザ光を用いるために透過性の水路を用いなければならない、壁面および自由水面付近では乱反射のために計測が困難であるなどの短所もあるが、流れを乱さず速度成分を高精度に計測が可能なのもあって広く用いられている。

本研究では、Fig.2.2 に示すように2組のLDVの光学系を設置することにより速度3成分の同時計測を行った。流下方向速度成分 u および鉛直方向速度成分 v の計測には15mw He-Neレーザを用いた3ビーム偏光型システム(DISA 55X, LDA 08) あるいは2カラー3ビーム型システムを、横断方向速度成分 w の計測には5mW He-Ne レーザを用いた同軸型システム(DISA 55X, LDA 03) を用いている。それぞれのシステムは、独立したトラバース装置に設置されており、2成分のシステムを計測点に移動させた後、目視により両システムのビーム交点を重ねる方法で計測を行った。

LDVにより得られたドップラ信号を周波数トラッカーにより処理し、出力レベル信号を検出する信号とともに一旦データ・レコーダに記録した後、AD変換器で数値化したデータを計算機(NEC MS190) にて統計処理した。なお、各点においてサンプリング周波数200Hz にて512 秒間のデータ102,400 個を用いた。

LDVによる計測では、時系列データのサンプリング率が問題となるが、本計測では、滑面、粗面流れとも路床極近傍で90%程度、その他の点では99~100 %のサンプリング率を示している。したがって、ドロップアウトデータを補間し、時系列データとして十分使用可能である。データ補間には、イ) ドロップアウト直前のデータを用いる方法、ロ) ドロップアウト前後のデータの平均をとる方法およびハ) ドロップアウトデータを0とする方法があるが、本研究ではイ) の方法を用いた。

速度の3成分同時計測はあまり行われていないため、従来の研究成果が多い2次元開水路流れを対象とした計測を行ってその妥当性を確かめた後、3次元性の強い長方形断面水路の隅角凹部近傍での計測を行う方法を用いた。

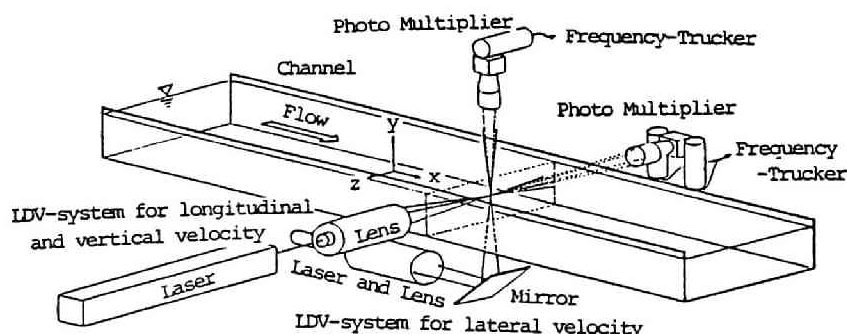


Fig. 2.2 LDV system for velocity vector measurement.

2.2.2 2次元開水路流れを対象とした計測結果¹⁾

(1) 平均および乱れ速度分布特性

実験は、幅40cm、深さ23cm、長さ8mの壁面ガラス製長方形断面水路を用い、Table.2.1 に示す水理条件のもとで行っている。実験水路は滑面であるため、粗面上の流れに関する実験は、平均粗度高 $k_s=0.72\text{cm}$ の1様砂粒を貼り付けた粗度板を路床に設置して行っている。なお、粗度板をしいた場合の仮想路床面は、砂粒頂より $k_s/4$ 下方としている。また、w計測用のレーザビームが粗度板により遮断されるため、粗度板の間の幅約5mmの隙間よりビームを通した。なお、計測断面は水路下流端より2.5mの位置である。計測は、ほぼ同一のRe数およびFr数をもつ滑面および粗面上の流れについて水路中央の各鉛直高さにおいて行った。

Table 2.1 Hydraulic conditions.

(a) LDA measurement

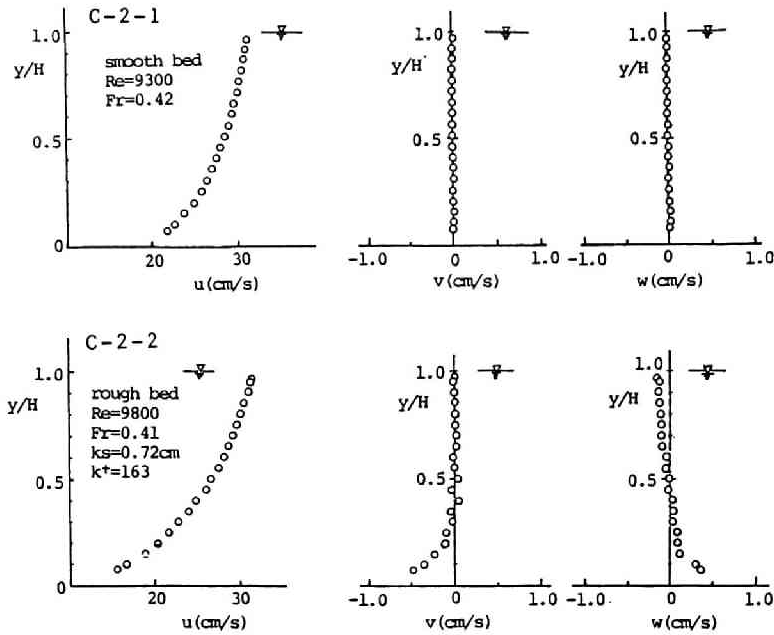
Case	Slope I	Discharge Q (l/sec)	Channel width B (cm)	Water depth H (cm)	Flood plain width height b (cm) h (cm)		Reynolds number Re	Froude number Fr
C-2-1	1/1480	3.974	40.0	3.89	-	-	9300	0.42
C-2-2	1/ 700	4.135	40.0	4.00	-	-	9300	0.41
C-2-3	1/1200	0.329	40.0	4.01	-	-	2900	0.57
C-2-4	1/1100	1.200	40.0	4.00	-	-	5800	0.52
C-2-5	1/1400	2.055	40.0	4.00	-	-	7700	0.48
C-2-6	1/ 800	3.65	40.0	4.00	20.0	2.1	8010	0.57

(b) Flow visualization

Case	Slope I	Discharge Q (l/sec)	Channel width B (cm)	Water depth H (cm)	Flood plain width height b (cm) h (cm)		Reynolds number Re	Froude number Fr
C-2-7	1/ 456	1.292	20.0	3.99	12.2	2.0	4080	0.55
C-2-8	1/ 462	1.301	20.0	4.00	12.6	2.1	4170	0.65
C-2-9	1/1248	1.288	20.0	4.09	12.2	2.0	3470	0.51
C-2-10	1/ 950	1.297	20.0	4.07	12.8	2.1	3620	0.57
C-2-11	1/1100	0.559	20.0	4.04	12.0	2.0	1600	0.22
C-2-12	1/ 400	1.399	20.0	4.01	12.0	2.0	6100	0.57
C-2-13	1/ 500	1.478	20.0	3.98	-	-	6100	0.30
C-2-14	1/ 500	1.473	20.0	4.04	-	-	6600	0.29
C-2-15*	1/ 400	8.540	39.0	4.00	-	-	15000	0.88
C-2-16*	1/ 400	8.080	39.0	3.92	-	-	15300	0.96
C-2-17*	1/ 400	5.630	39.0	3.98	-	-	12300	0.92
C-2-18	1/ 800	1.350	39.0	3.97	12.0	2.0	3630	0.16

* trapezoidal channel, slope of side wall : C-2-15 ($\cot \theta = 0$), C-2-16 ($\cot \theta = 1$), C-2-17 ($\cot \theta = 2$).

(a)



(b)

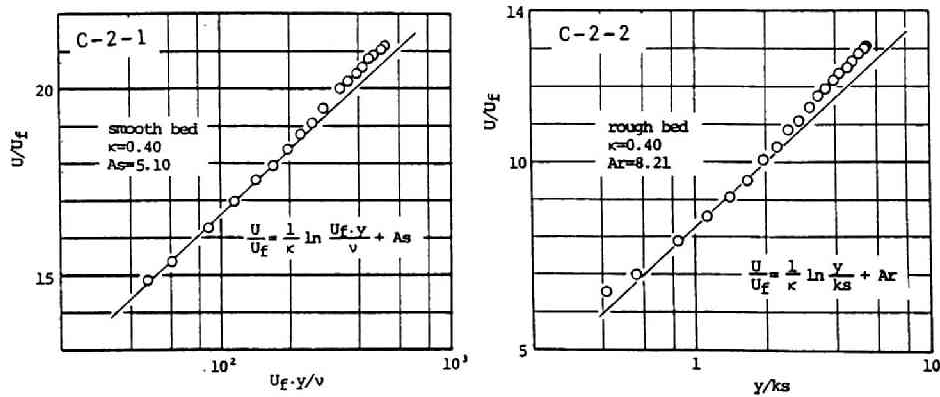


Fig. 2.3 Distribution of longitudinal, vertical and lateral components of mean velocity, U , V and W .

各方向速度成分の鉛直分布をFig. 2.3(a)に示す。流下方向速度成分 U について見ると、滑面流れの場合に比し粗面流れでは水面近くにおいても比較的大きな速度勾配を有し、底面粗度の影響が水面まで及んでいるのがうかがわれる。また、鉛直方向および横断方向速度成分 V および W はほぼ0となっており、長時間平均値で見ると流れは2次元的であるといえる。なお、粗面流れの路床付近において $V < 0$, $W > 0$ となる値を持ち、粗度要素と計測点との相対的位置により、そのような流れが存在したと考えられる。

また、Fig. 2.3(b)に見られるように、いずれの場合にも対数速度分布の適合性が高い。計測値を用いて算定されるカルマン定数および積分定数 A_s , A_r は、従来用いられている管路における値 ($\kappa=0.4$, $A_s=5.5$, $A_r=8.5$)に近いものとなっている。

次に、各方向速度の乱れ速度のr.m.s. 値（乱れの強さ u', v', w' ）の鉛直分布を示したものがFig. 2.4 である。いずれのケースにおいても路床で大きく水面に近づくにつれて減少する分布を示している。各方向成分の大小関係については従来の多くの結果同様、 $u' > w' > v'$ なる関係を示している。また、路床に近づくにつれ v' が減少、 u' が増加するのに対し、水面近傍では v' が減少、 u' および w' が増加する傾向を示している。これは、壁面および自由水面の影響により鉛直方向の変動が制約されるためと考えられる。また、滑面流れおよび粗面流れのそれぞれについてLaufer²⁾ およびGrass³⁾ の結果を併示している。図を見ると滑面流れについては水面近傍をのぞきLauferの示した分布形と良い一致を示している。なお、水面近傍が一致しないのはLauferの結果が管路におけるものであるためである。一方、粗面流れの結果についてもGrass の結果と良い一致を示している。

Fig. 2.5 はレイノルズ応力の計測結果をエネルギー勾配より求まる摩擦速度 U_τ の2乗で無次元化して示したものである。いずれの場合にも $-\overline{uv}$ 以外はほぼ 0であり、 $-\overline{uv}$ は水面で 0、路床で U_τ^2 に一致する直線分布をしている。

(2) 乱れエネルギー分布特性

Fig. 2.6 は、乱れエネルギー $q'^2 (=u'^2+v'^2+w'^2)$ の鉛直分布と、 q'^2 に対する各方向成分の乱れエネルギーの割合の分布を示したものである。 q'^2 の分布は、滑面流れの場合、路床近傍で最大となり水面に向かってほぼ直線的に減少している。一方、粗面流れの場合には路床で最大、水面で最小となるのは滑面流れと同様であるが、路床より半水深程度まで上に凸の分布となり粗度の影響が見られる。また、乱れエネルギーの配分率の分布を見ると、滑面流れでは $0.2 < y/H < 0.8$ の範囲でほぼ一定値を示し、 $u'^2/q'^2 = 0.53$, $v'^2/q'^2 = 0.21$, $w'^2/q'^2 = 0.26$ 程度であり、粗面流れでは $0.15 < y/H < 0.8$ の範囲でそれぞれ、0.56, 0.20, 0.24の一定値を示している。路床近傍および水面近傍では配分率は変化し、Fig. 2.4 の乱れの強さの分布で示したように壁面および水面の影響が見られる。

次に、乱れエネルギーの収支関係について検討する。2次元定常開水路流れにおける乱れエネルギー式は次のように書ける。

$$-\overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\overline{p}}{\rho} v + \frac{1}{2} \overline{q^2} v \right) - \varepsilon = 0 \quad (2.1)$$

すなわち、第一項は乱れエネルギーの生成項、第二項は乱れエネルギーの拡散項および第三項は乱れエネルギーの逸散項である。Fig. 2.7 は計測結果を用いて算定した各項の分布を示したものである。なお、生成項は、Fig. 2.5 に示したレイノルズ応力とFig. 2.3 に示した速度計測結果より求めた速度勾配を用いて算定した。エネルギー逸散率 ε は、後述するスペクトル計測結果の慣性領域に $-5/3$ 乗則を適用し、次式を用いて算定した。すなわち、

$$\varepsilon = \frac{2\pi}{U} \left\{ \frac{S(f)}{S_\varepsilon} \right\}^{3/2} \cdot f^{5/2} \quad (2.2)$$

なお、 S_ε はスペクトル定数で0.50とし、 $S(f)$ は周波数スペクトルを示す。以上より得られた生成項および逸散項を用い(2.1) 式より残りの拡散項を算定した。

図より、いずれの場合にも路床近傍においては逸散項に比し生成項が大きく、乱れが生成されていることが確かめられる。また、滑面流れの場合には $y/H > 0.3$ においては生成項と逸散項がほぼ釣り合う乱れエネルギーの平衡領域となっているのに対し、粗面流れの場合には半水深程度まで逸散項に比して生成項が大きく粗度による影響が及んでおり、平衡領域の範囲が狭くなっている。

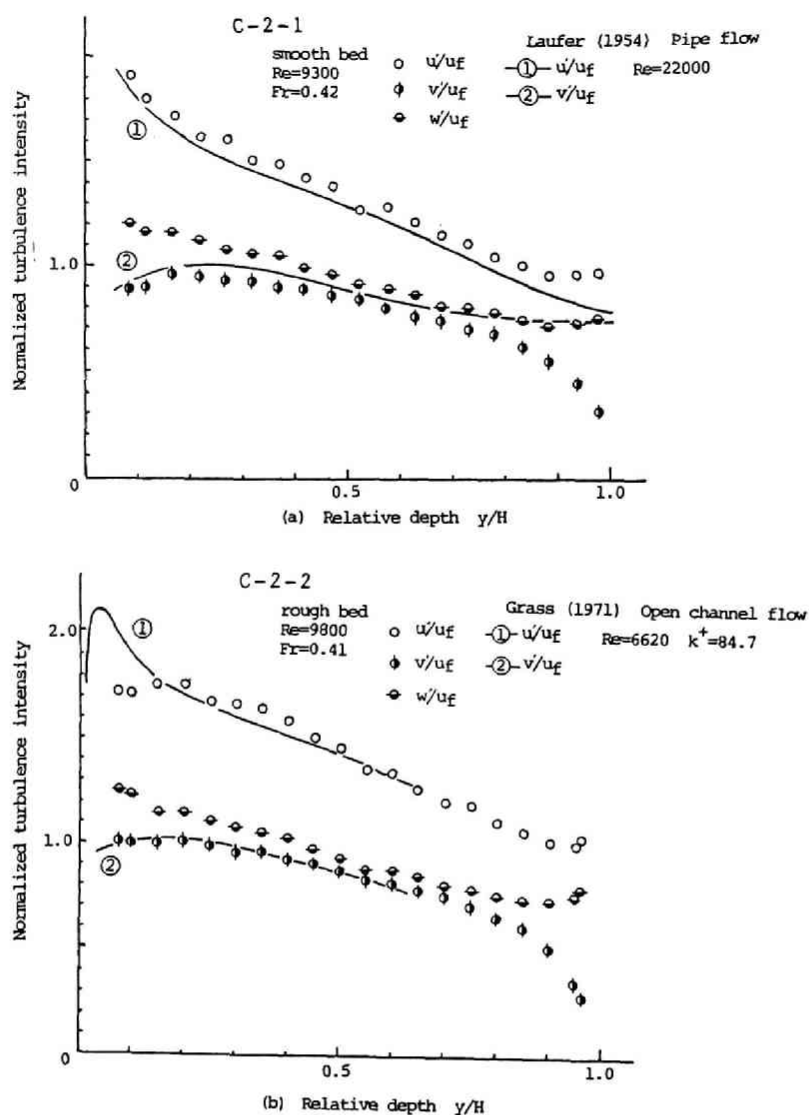


Fig. 2.4 Distribution of longitudinal, vertical and lateral components of turbulence intensity, u' , v' , w' .

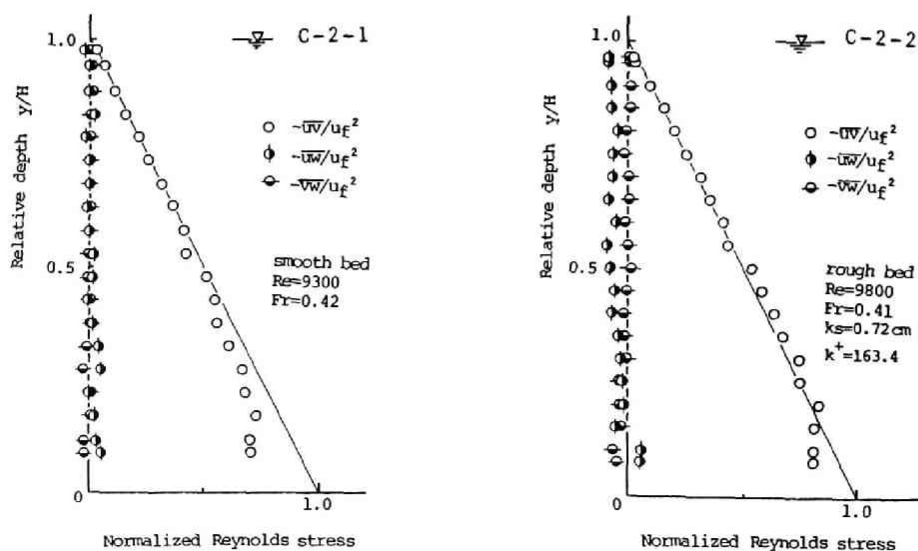


Fig. 2.5 Distribution of three components of Reynolds stress, $-\overline{uv}$, $-\overline{uw}$ and $-\overline{vw}$.

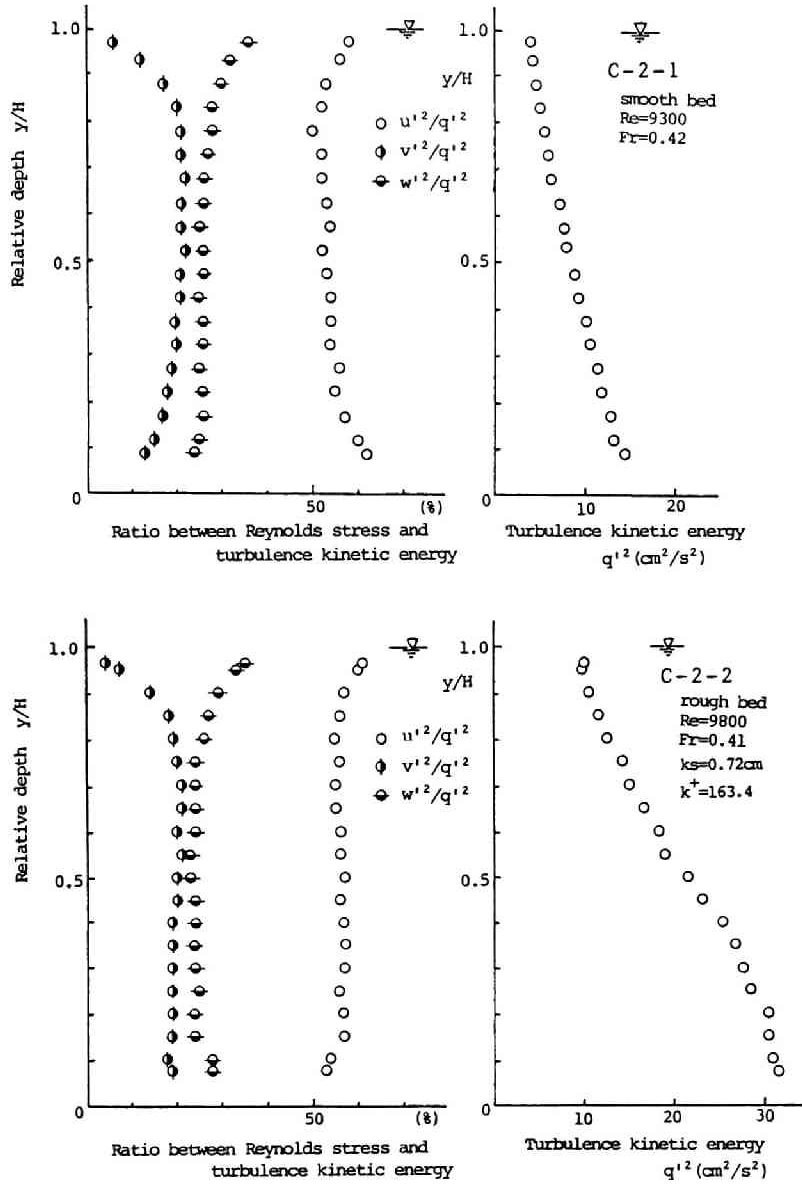


Fig 2.6 Distribution of turbulence kinetic energy, q'^2 , and ratio between turbulence energy components and turbulence kinetic energy, u'^2/q'^2 , v'^2/q'^2 and w'^2/q'^2 .

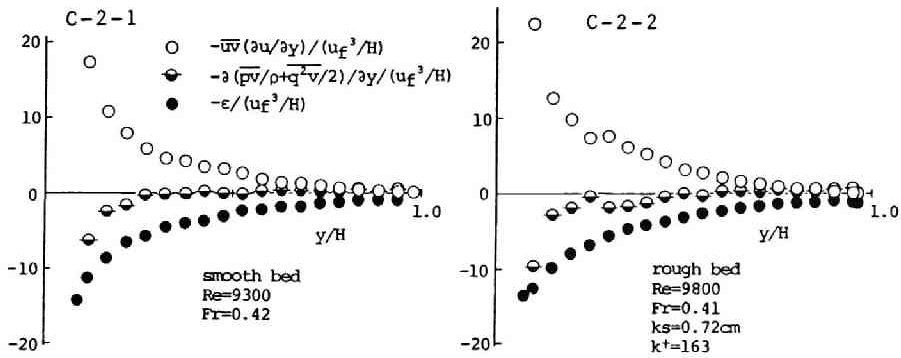


Fig. 2.7 Turbulent energy budget.

(3) 相関およびスペクトル特性

Fig.2.8 に半水深における自己相関係数の計測結果を各方向速度成分について示す。いずれの結果においても遅れ時間 τ の増加に伴って急激に減少する分布形を示している。時間的平均スケール T_E は自己相関係数 $R(\tau) = 0$ となる τ より評価されるが、いずれの方法においても、半水深においては流れ方向スケールが最も大きく、鉛直方向および横断方向はほぼ同程度のスケールである。また、滑面流れと粗面流れの場合を比べると、 R_{uu} が正の相関を示す範囲が粗面流れのほうが大きいという点以外は顕著な差は見られない。

相関係数 $R(\tau)$ は平均値評価時間 T に依存して分布形状が異なるが、今本⁴⁾によれば平均値評価時間 T を Second mild maximum (図中矢印で示した相関係数の極大値)の発生遅れ時間 T_d の 10^2 倍程度に選べば、2次元開水路流れでは T_E と T_d がほぼ一致することが実験的に確かめられている。図に示した滑面流れの $T_d = 0.26\text{sec}$ 、粗面流れの $T_d = 0.30\text{sec}$ は、上述した考え方により実験的に得られた、

$$T_E / (H/U_\tau) = 0.115 \quad (2.3)$$

より得られる滑面流れでの $T_E = 0.29$ 、粗面での $T_E = 0.19$ と近い値となっている。また、Kim ら⁵⁾が示したように、 T_d がバースティング周期 T_b に一致することを考慮すれば、本実験により得られた値は従来の研究による $T_b = (1.5 \sim 3) h/U_{\max}$ で算定される値と良い一致を示している。

つぎに、各方向の乱れのエネルギースペクトル $S_{uu}(f)$, $S_{vv}(f)$, $S_{ww}(f)$ とレイノルズ応力のスペクトル $P_{uv}(f)$ の滑面・半水深における結果をFig.2.9 に示す。まず、エネルギースペクトル $S(f)$ について見ると、各方向成分とも、従来からよく知られているように、低周波数領域ではほぼ一定値を示す生成領域、高周波数領域での $-5/3$ 乗則が成立する慣性領域および -3 乗則の成立する粘性領域の存在が確かめられる。また、それぞれの相似則の成立を仮定し、等方性乱流における1次元スペクトルと3次元スペクトルの関係式⁶⁾を用いて導かれる慣性領域の $S_{vv}(f) = S_{ww}(f) = 4/3 \cdot S_{uu}(f)$ 、および粘性領域の $S_{vv}(f) = S_{ww}(f) = 2 \cdot S_{uu}(f)$ という関係がほぼ満足されており、局所的等方性の概念の有効性が示されている。一方、レイノルズ応力のスペクトル $P_{uv}(f)$ を見ると、 $S(f)$ における慣性領域とほぼ同一の周波数領域において、 $-7/3$ 乗則の成立が認められ、今本ら⁷⁾が示したBoussinesqの渦動粘性係数の概念に基づく $P_{uv}(f)$ に関する相似則に一致する結果となっている。なお、粘性領域においては明瞭な結果が得られておらず、詳細な検討が今後必要である。

以上のように、2次元開水路流れを対象にしてLDVにより同時計測された各方向の平均速度および乱れの強さの分布は従来の結果と良い一致を示し、速度ベクトル計測法の3次元流れへの適用が可能と判断された。

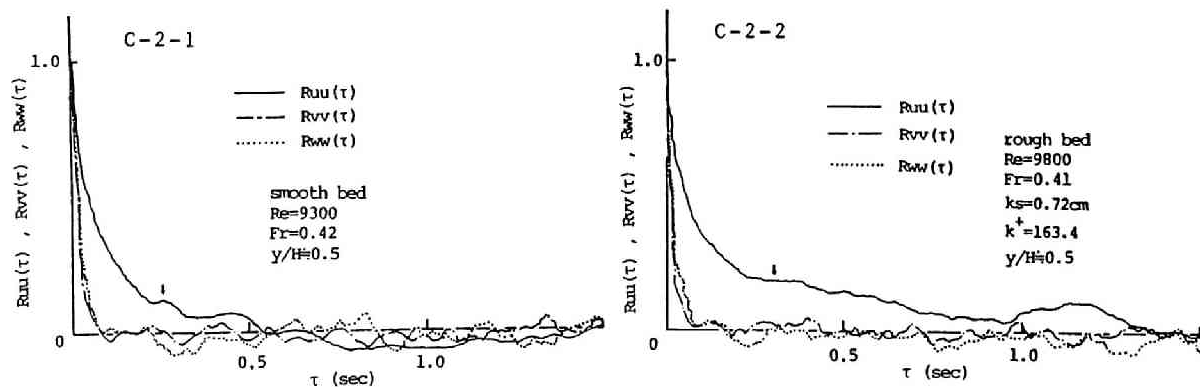


Fig. 2.8 Example of auto-correlation coefficients.

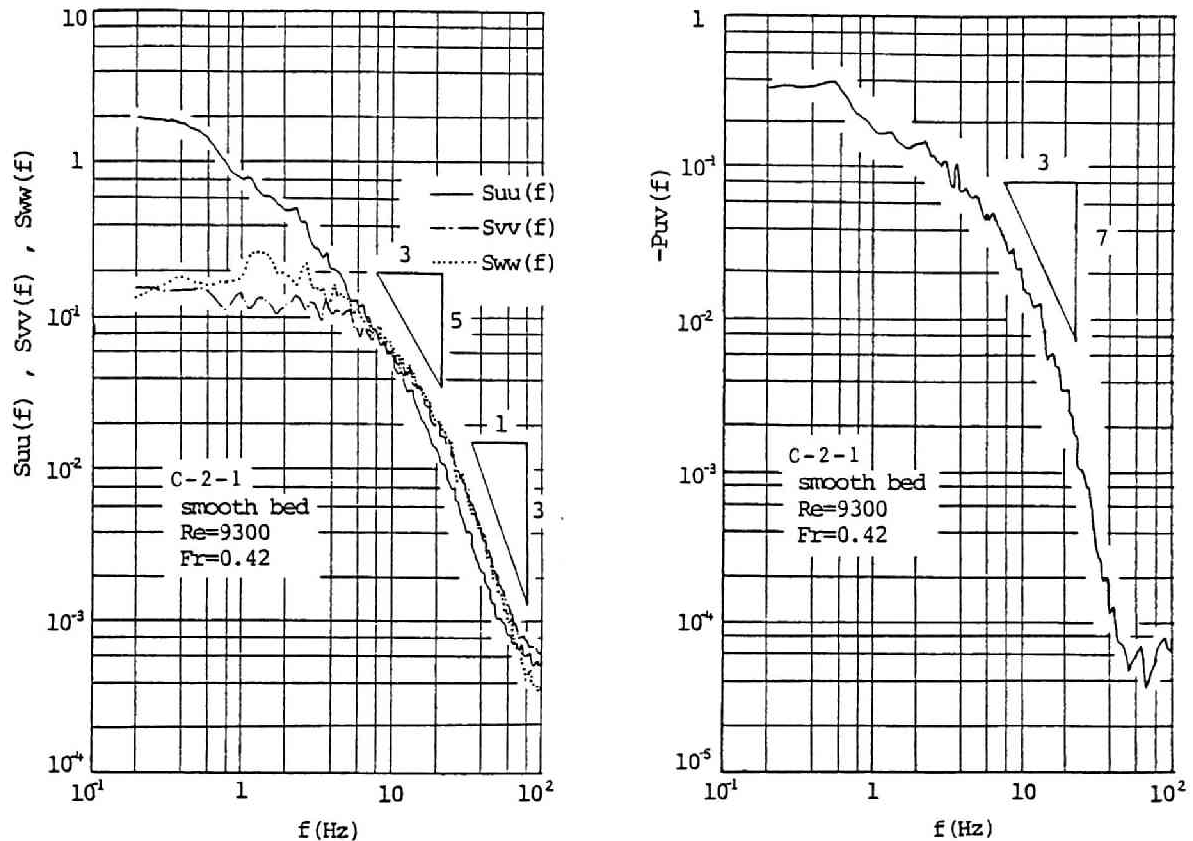


Fig. 2.9 Example of one-dimensional spectrum, S_{uu} , S_{vv} and S_{ww} .

2.2.3 3次元開水路流れを対象とした計測結果⁶⁾

(1) 平均速度分布特性

ここでは、Fig. 2.10に示す各格子点において行った速度3成分の同時計測結果を用い、開水路側壁近傍の平均速度場の特性について検討する。なお、各点での計測時間は256秒であり、周波数200Hzにてサンプリングした51200個のデータを統計処理した。水理条件はTable 2.1に示す通りである。

Fig. 2.11は、流下方向平均速度 U の等速度線を各ケースについて示したものである。各ケースの結果を比較すると、同一の z/H の範囲の分布は定性的に良く一致しており、側壁からの距離が分布形を決定する一つのパラメータとなることが示唆される。図中、水路幅・水深比(B/H)が1および3の場合には、最大流速点の降下が水路中央まで明確に認められるが、 $B/H=5$ では $z/H=2$ 付近までその影響が見られる。また、いずれのケースにおいても、水面付近の等速度線が水路中央に傾いているのが認められるとともに、 $B/H=3$ および5では隅角凹部への等速度線のひずみと $z/H=0.5\sim0.75$ 付近の上方へのひずみが見られる。これらは、隅角凹部で見られる2次流と関係する結果であり、後述の2次流ベクトルの計測結果でよく説明される。

次に、 U の鉛直分布を側壁からの距離の異なるいくつかの測線について $B/H=5$ の結果のみFig. 2.12に示す。なお、データ整理に用いた摩擦速度 U_τ は、各測線毎に底面近傍の計測結果を用いてカルマン定数 $\kappa=0.4$ として算定したものをを用いている。図より、 $z/H=1.5$ より側壁寄りの部分では2次元開水路流れで見られる速度分布から水面付近より徐々に離脱し、側壁極近傍では一様な分布となることが知れる。他のケースについても同様の結果を示すことがFig. 2.11の結果から推定される。

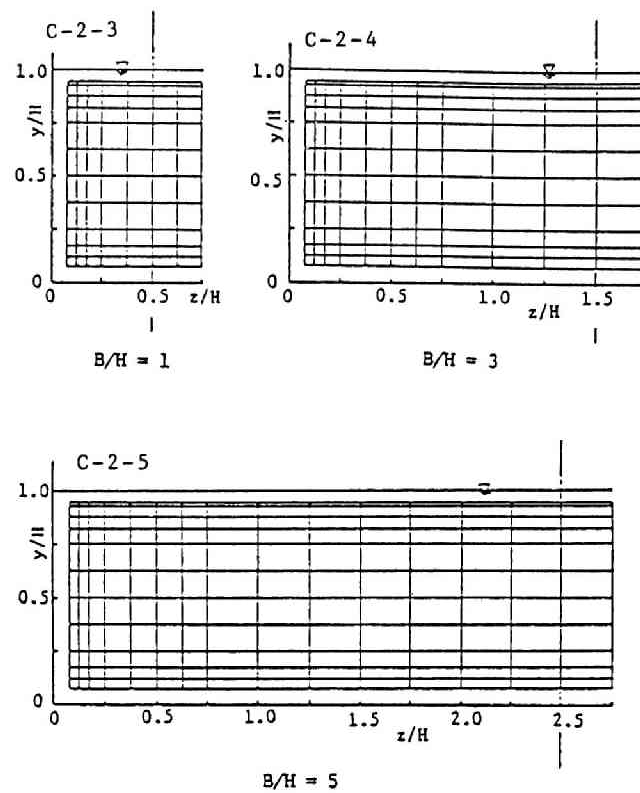


Fig. 2.10 Measuring points by LDV.

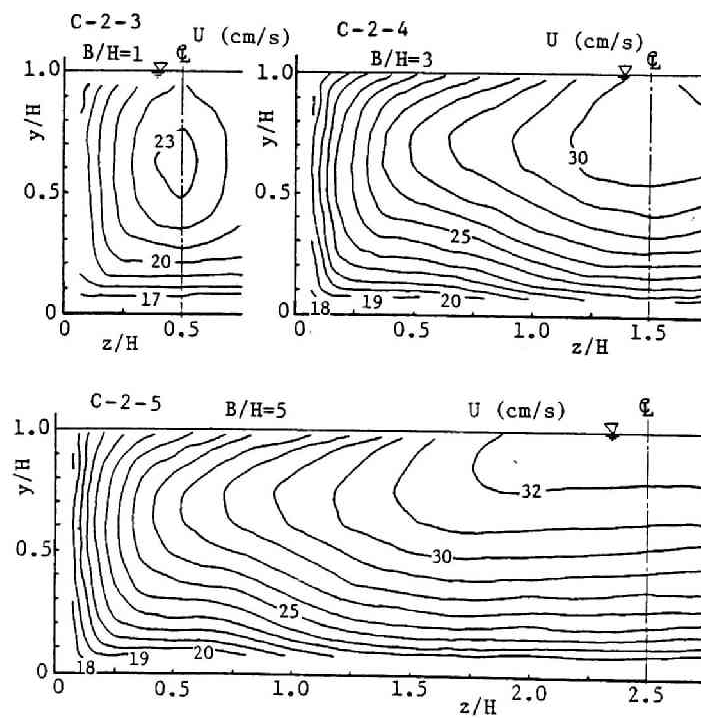


Fig. 2.11 Contour lines of longitudinal mean velocity U .

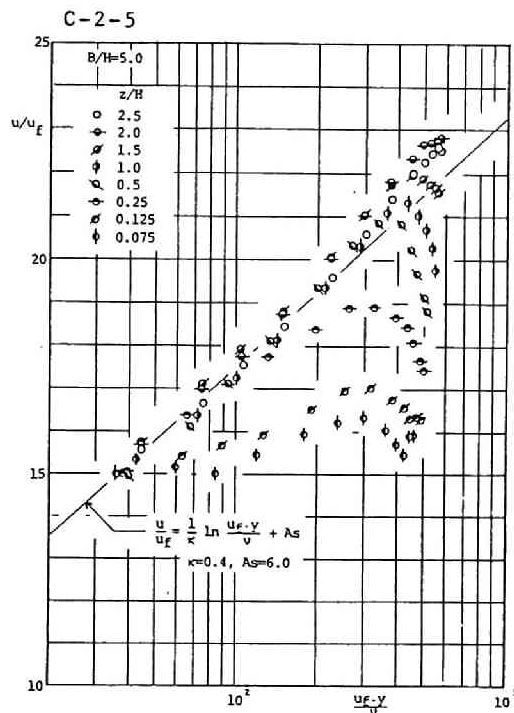


Fig. 2.12 Vertical distributions of longitudinal velocity u .

(2) 2次流速度分布特性

Fig. 2.13に2次流速度ベクトルの計測結果を示す。図中、 V は鉛直方向平均速度、 W は横断方向平均速度の長時間平均値であり、これらをベクトルで示したものである。図より、いずれのケースにおいても隅角凹部へ向う流れと、 $z/H=0.5\sim 0.75$ の範囲で上昇する流れ、および水面付近での水路中央へ向う2次流の存在が明確に認められる。これらの流れの存在は、Fig. 2に示した等速度線の歪曲を説明するものである。2次流の強さは、水面で最も大きく局所平均流速の5%程度であり、隅角凹部へ向う流れで2%程度である。

図に示した計測結果を用いて計算される流下方向渦度 $\xi = (\partial W / \partial y - \partial V / \partial z)$ の分布を等値線で示すとFig. 2.14のようになる。水面付近の渦と隅角部底面での渦の存在が明確に示されており、 $B/H=5$ および3における隅角部底面の渦は、そのスケール、渦度の大きさがほぼ同等である。一方、 $B/H=1$ の場合には、両側壁および底面の影響を強く受け、渦のスケール、渦度の大きさも小さなものとなっている。水面での渦は扁平であり、 $B/H=5$ では $z/H=2.0$ 、 $B/H=3$ では $z/H=1.5$ の水路中央まで及んでいる。しかしながら、このような扁平な渦の存在には疑問が残され、後述する流れの可視化結果により再検討する。

以上の結果より、側壁近傍には次のような二次流の存在が指摘される。すなわち、隅角凹部に向う流れが底面に沿って回り込み、 $z/H=0.5\sim 0.75$ 付近で上昇して半水深程度のスケールを持つ縦渦を形成するものと、隅角凹部に向った流れが側壁に沿って上昇し、水面の存在のために水路中央部へ方向を変えるものの2種の流れである。

一方、2次流ベクトルの経時変化より、2次流の間欠性が指摘されるが、2次流の強さは、Fig. 2.12で示したように、平均値で見ると最大でも局所平均流速の5%程度であるが、瞬間的には10%を大きく越える大きさとなる。

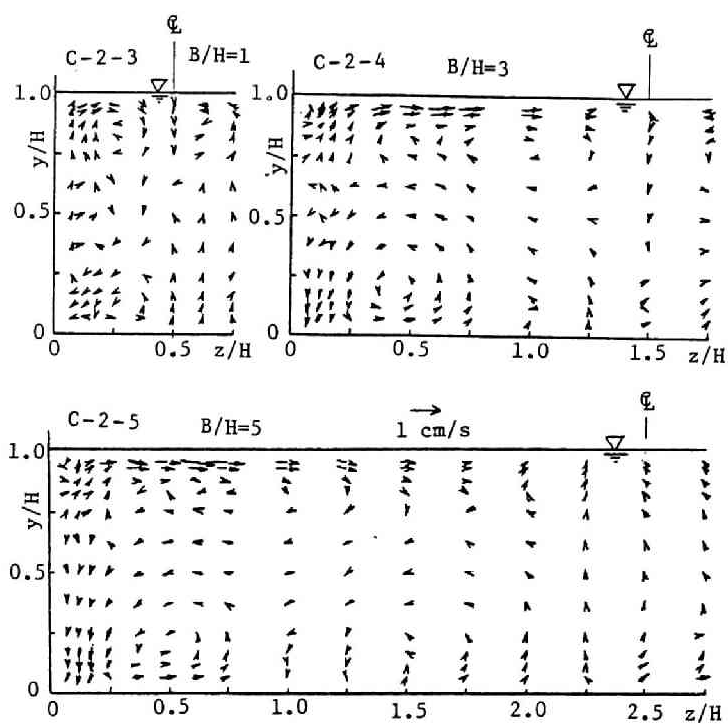


Fig. 2.13 Secondary flow vectors in a cross section.

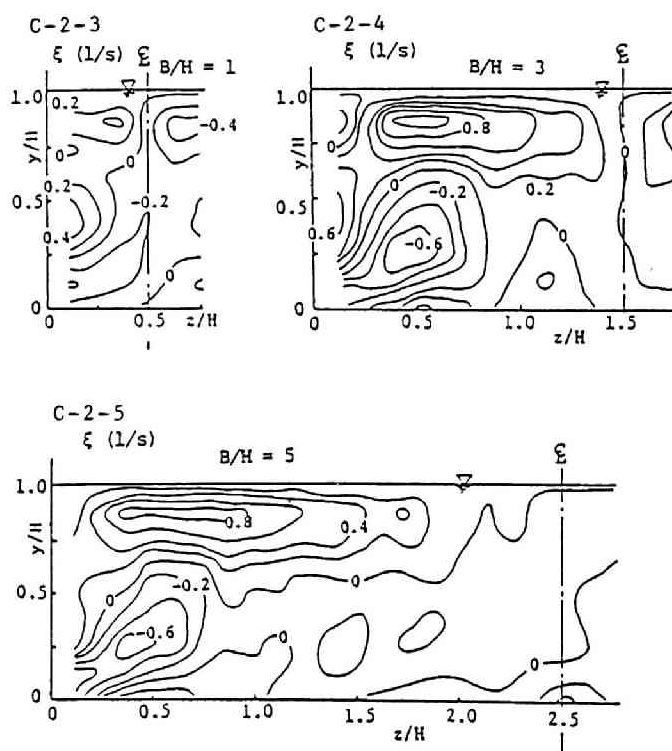


Fig. 2.14 Contour lines of longitudinal component of vorticity.

(3) 乱れの強さ、レイノルズ応力分布

乱れエネルギー k ($= (u'^2 + v'^2 + w'^2) / 2$) の分布を摩擦速度 u_τ の2乗で無次元化して Fig. 2.15 に示す。図より、いずれのケースにおいても側壁近傍の分布は同一の z/H に対してほぼ同形であり、低乱れ領域の隅角凹部への突出、水面付近の高乱れ領域の水路中央方向への凸状分布などから、2次流の存在が確認される。このように分布形が側壁からの距離 z/H で推定されるため、 $B/H = 5$ の結果を用いて Fig. 2.16 に乱れの強さ u' 、 v' 、 w' の各成分の鉛直分布を各測線において示し、それらの分布特性について見る。図は各成分を u_τ で無次元化して示しており、水路中央 ($z/H = 2.5$) での乱れの強さは $u' > w' > v'$ の大小関係を示し、路床で大きく水面に近づくにつれて減少する2次元流れと同様の分布特性を示しているが、側壁に近づくにつれて乱れの強さが鉛直方向に一樣化する傾向を示し、側壁近傍の $z/H = 0.125$ では $u' > v' > w'$ となり、側壁の影響を強く受けている。 u' の分布について見ると、 $z/H = 2.0$ より水面付近から乱れの強さが増大し、側壁近傍では鉛直方向にほぼ一樣な分布となっている。水面付近の u' の増大は水路中央に向う2次流の影響と考えられる。

以上のように、乱れの強さは3次元的な分布を示すが壁面近傍での値には普遍性が見られ、いずれのケースにおいても $u' / u_\tau \approx 2$ 、 $v' / u_\tau \approx 1.0$ (底面) あるいは 1.3 (側壁)、 $w' / u_\tau \approx 1.3$ (底面) あるいは 1.0 (側壁)、 $k / u_\tau^2 \approx 3.6$ 程度の値を示す。

次にレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ 、 $-\overline{vw}$ 、 $-\overline{uw}$ の分布特性について検討するが、 $B/H = 1$ および 3 の結果については $z/H = 5$ の結果において同一の z/H の分布で特性が代表されるため、ここでは Fig. 2.17 に示した結果を用いる。

図は各レイノルズ応力を u_τ^2 で無次元化して示しており、乱れの強さと同様に $z/H = 2.5$ では2次元流れと同様の分布を示すが、側壁に近づくにつれて $-\overline{uv}$ が減少するとともに $-\overline{uw}$ は増加している。また、 $-\overline{uv}$ が0となる位置は最大流速点の降下位置と対応しており、 $z/H = 2.0$ より側壁側では二次流の影響により $-\overline{uv}$ の分布に負の領域が認められる。一方、 $-\overline{uw}$ の分布を見ると、側壁に近づくにつれて水面近傍より増加し、側壁近傍で最も大きな値を示す。なお、 $-\overline{uw}$ はいずれの測線においても小さくほぼ0に近い値となっている。

以上のレイノルズ応力の分布と2次流との関係を次のような考え方により検討する。

すなわち、後述する乱れエネルギーの生成項 $-\overline{uv} (\partial U / \partial y)$ および $-\overline{uw} (\partial U / \partial z)$ がほぼ全断面において正となるため、レイノルズ応力と速度勾配は同一符号を有する必要がある、それらの符号と境界条件を考慮して2次流の方向を推定する。

まず、 $-\overline{uv}$ について見ると、側壁に近づくにつれて水面付近に負の領域が現われ低速流体の流れが推測されるとともに、側壁極近傍の水面近くで再び正の部分が現われ、この付近に微小な2次流の存在が推定される。また $-\overline{uw}$ について見ると水路中央でほぼ0、 $z/H = 2.25$ で負、 $z/H = 1.75$ でほぼ0、 $z/H = 1.5$ で正となることが全水深について言える。これより、横断方向の速度分布が $z/H = 2.5$ で極小値、 $z/H = 1.75$ で極大値となることが推定され、 $z/H = 2.5$ で上昇、 $z/H = 1.75$ で下降という水深規模の渦構造の存在が確かめられる。また、隅角部付近について見ると、 $-\overline{uv}$ と $-\overline{uw}$ の一致する点は、隅角のほぼ2等分線上にあり、この線上での流体要素は2等分線を含む面内で回転するような力を受け、それが隅角部に向う2次流の誘因になると考えられる。

(4) 乱れエネルギーの生成項および逸散率

ここでは、乱れエネルギーの生成項および逸散率の分布について、 $B/H = 5$ の結果を用いて検討する。

Fig. 2.18 は、乱れエネルギーの生成項を $-\overline{uv} (\partial U / \partial y)$ 、 $-\overline{uw} (\partial U / \partial z)$ とその和について横断

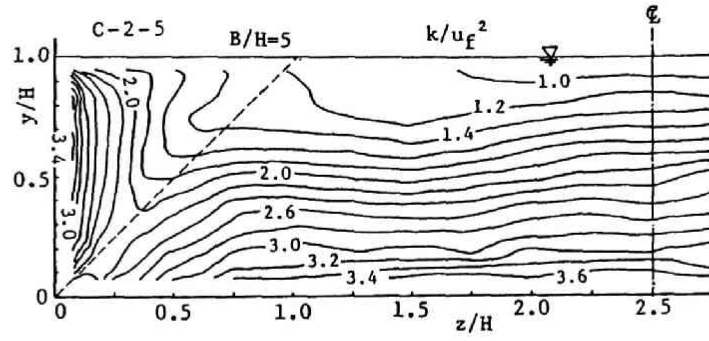


Fig. 2.15 Turbulence kinetic energy k .

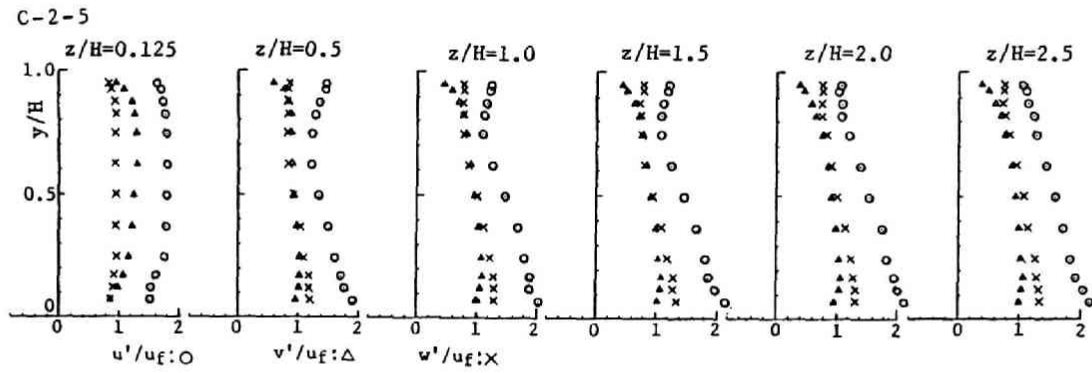


Fig. 2.16 Distribution of turbulent intensities, u' , v' and w' .

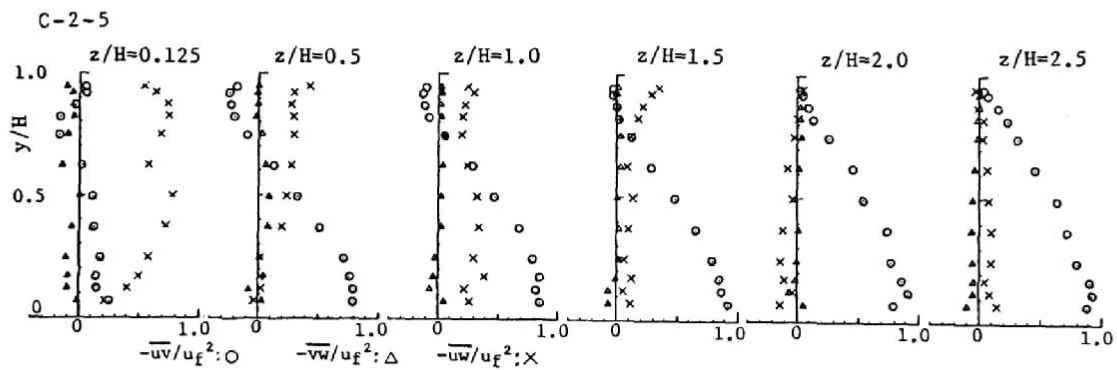


Fig. 2.17 Distribution of Reynolds stress, $-\overline{uv}$, $-\overline{uw}$ and $-\overline{vw}$.

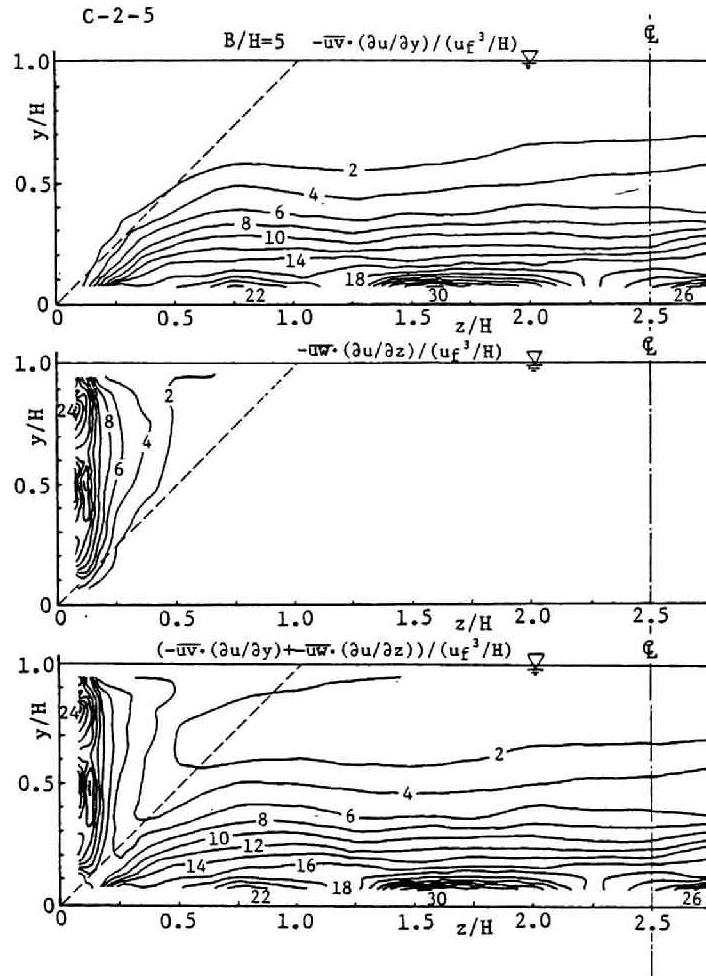


Fig. 2.18 Turbulence energy production.

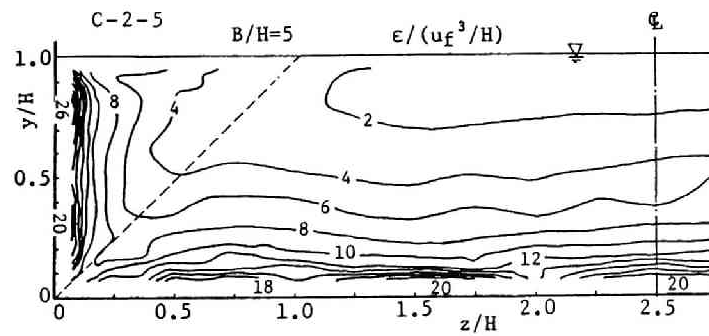


Fig. 2.19 Turbulence energy dissipation.

面内の分布を等値線図で示したものである。図より、乱れの生成については底面が支配的な領域と側壁が支配的な領域が明確に判別され、隅角を二等分する線で分けられる。また隅角凹部へ向かう2次流の最も顕著に現われる領域では、 $-uv$ と $-uw$ による乱れの生成が相互に干渉し合う位置であることが知れる。

Fig. 2.19は、乱れのエネルギースペクトルの慣性領域にKolmogorovの $-5/3$ 乗則を適用して算定したエネルギー逸散率 ε を u_*^3/H で無次元化した値の等値線を図示したものである。なお、スペクトルはデータ数1024個、繰り返し数50回として計算したものであり、スペクトル定数は $C=0.5$ としている。この図をFig. 2.17の生成項の分布と比較してみると、分布特性そのものは比較的類似しており、水路中央部付近では、生成項と逸散項が釣り合う平衡領域の存在が見られるが、隅角部付近では生成項のほうが逸散項より大きく、乱れエネルギーの輸送項および拡散項が乱れエネルギー収支に寄与していることが知れる。

以上の結果より、本方法により隅角凹部における2次流および3次元構造が捉えられており、その結果はNezu & Rodi⁹⁾の計測結果およびNaot & Rodi¹⁰⁾の計算結果と定性的に一致していて計測の妥当性が伺えるが、次節において乱流モデルによる同一水理条件における計算結果との比較検討を行う。

2.3 乱流モデルによる方法

2.3.1 乱流モデル

乱流のモデル化については、Launder & Spalding¹¹⁾、Reynolds¹²⁾、谷¹³⁾、Chen & Jaw¹⁴⁾に詳しく述べられており、開水路流れへの乱流モデルの適用についてはRodi¹⁵⁾が種々の流れに関する結果に基づいて検討している。これらの成果を用いて乱流モデルの概要を示すとつぎのようである。乱流の計算法は、その考え方により、積分法、場の方法、数値モデルに大別される¹³⁾。積分法と場の方法は、Reynoldsの方程式を対象としてモデル化を行うのに対し、数値モデルはNavier-Stokesの方程式になるべく近いモデルを構築しようとする方法である。積分法は、Reynolds方程式を主流の横断面で積分した積分運動量方程式の形で取り扱う方法であり、場の方法は、レイノルズ応力をモデル化することによって平均場のReynolds方程式を解く方法であり、Prandtlの混合距離理論に始まり現在まで多くの研究がなされて来ている。数値モデルはNavier-Stokes方程式とReynolds方程式の中間のレベルの方程式を取り扱うLarge Eddy Simulation法や、Navier-Stokes方程式を直接解くDirect Numerical Simulation法である。ここでは、場の方法の1つである代数応力モデルを用いるが、場の方法では、Reynolds方程式系を閉じた系とするために用いる輸送方程式の数により、0方程式モデル、1方程式モデル、2方程式モデル、および多方程式モデル（応力方程式モデルと呼ばれている）に分類され、代数応力モデルは2方程式と応力方程式モデルの中間に位置するものである。現在用いられている2方程式モデルの代表的なものは、乱れエネルギー k とエネルギー逸散率 ε の輸送方程式を用いる、いわゆる $k-\varepsilon$ モデルであるが、1章でも述べたように、3次元性の強い異方性の流れ場ではモデルの基礎となる乱れの局所平衡関係が満足されないために適用されなくなる。したがって、応力モデルが必要となるが、多くの経験定数を必要とし、その決定が問題となる。代数応力モデルは、 $k-\varepsilon$ モデルと応力方程式モデルの中間に位置するものであり、レイノルズ応力の輸送方程式中の対流項と拡散項を合わせたものが k の輸送項に比例すると仮定して置換し、レイノルズ応力を代数式でモデル化したものであって、Naot & Rodi¹⁰⁾をはじめ開水路流れでの計算に用いられており、本研究でも用いることとした。

2.3.2 代数応力モデル

代数応力モデルには、主にダクト流が精度良く計算されるように調整されたLaunder & Ying モデル¹⁶⁾ (L-Y model)、それを発展させて開水路流れの2次流の計算に成功したNaot & Rodi モデル¹⁹⁾ (N-R model)、Yoshizawa¹⁷⁾ の非線形レイノルズ応力表示法を取り入れたSpezialeの非線形k-εモデル¹⁸⁾ (S-Y model) などがある。また、複断面開水路流れを対象にしたものとして、河原・玉井¹⁹⁾ のL-Y model を改良したK-T model やLarsson²⁰⁾ による計算などが挙げられる。

ここでは、上記の中で開水路流れに用いられている L-Y modelと N-R modelを用いた計算結果と、長方形断面開水路流れで行った速度3成分同時計測結果と比較し、それらの適用性について検討する。Larssen によれば、L-Y model では2次流の計算精度は高いものの、レイノルズ応力そのものの大きさがうまく計算できない、および壁面の影響が考慮されていないために自由水面が固定壁として直応力の値に影響するなどの欠点がある。この欠点を補うために作られたモデルが N-R modelであり、固定壁と自由表面による影響を壁面からの距離で表す壁面近似関数を導入し、2次流とレイノルズ応力を同時に精度良く計算されるモデル化が行われている。以下に、それぞれのモデルの概要を示す。

流れ方向をx軸、鉛直方向をy軸、水平方向をz軸とし、壁面の近傍の粘性が卓越する領域を除くと、開水路流れの連続式およびレイノルズ方程式は、以下のように表される。

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (2.4)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} = -g \frac{dH}{dx} + g \sin \theta - \frac{\partial \overline{uv}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{uw}}{\partial z} \quad (2.5)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + W \frac{\partial V}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{vw}}{\partial z} \quad (2.6)$$

$$U \frac{\partial W}{\partial x} + V \frac{\partial W}{\partial y} + W \frac{\partial W}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial \overline{vw}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{w^2}}{\partial z} \quad (2.7)$$

ここに、U, V, Wは各方向の平均流速、gは重力加速度、Hは水深、θは水路勾配、ρは密度、pは圧力、 \overline{uv} , \overline{uw} , $\overline{v^2}$, \overline{vw} , $\overline{w^2}$ はレイノルズ応力である。モデル化された乱れエネルギーkおよび乱れエネルギー逸散率εの輸送方程式は、

$$U \frac{\partial k}{\partial x} + V \frac{\partial k}{\partial y} + W \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu_{ty}}{\sigma_k} \cdot \frac{\partial k}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_{tz}}{\sigma_k} \cdot \frac{\partial k}{\partial z} \right) + P - \varepsilon \quad (2.8)$$

$$U \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + V \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} + W \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu_{ty}}{\sigma_\varepsilon} \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_{tz}}{\sigma_\varepsilon} \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.9)$$

と表される。Pは、生成項であり、VおよびWの速度勾配による寄与を無視すると、次のように表される。

$$P = -\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} - \overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} + \nu_{ty} \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - \nu_{tz} \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 \quad (2.10)$$

また、式中の定数は、 $C_{\varepsilon 1}=1.44$; $C_{\varepsilon 2}=1.92$; $\sigma_k=0.9$; $\sigma_\varepsilon=1.3$ としている。各モデルでは、以下のようにレイノルズ応力がモデル化されている。

(1) L-Y model

$$\overline{v^2} = -C \nu_t \frac{k}{\varepsilon} \cdot \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 + C_k k \quad (2.11)$$

$$\overline{w^2} = -C \nu_t \frac{k}{\varepsilon} \cdot \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + C_k k \quad (2.12)$$

$$\overline{vw} = -C \nu_t \frac{k}{\varepsilon} \cdot \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right) \quad (2.13)$$

ここに、 C_k および C は定数で、 $C_k = 0.552$ 、 $C = 0.037$ が用いられる。なお、 C は 2 次流の強さを決める定数である。

(2) N-R model

$$-\overline{uv} = \nu_{ty} \frac{\partial U}{\partial y} \quad ; \quad \nu_{ty} = C_y \frac{k^2}{\varepsilon} \quad ; \quad C_y = \frac{C_1}{C_1 + 3/2 * C_3 f_2} \cdot \frac{C_1}{C_1 + 2C_3 f_2} C\mu \quad (2.14)$$

$$-\overline{uw} = \nu_{tz} \frac{\partial U}{\partial z} \quad ; \quad \nu_{tz} = C_z \frac{k^2}{\varepsilon} \quad ; \quad C_z = \frac{C_1 + 5/2 * C_3 f_2}{C_1 + 2C_3 f_2} C\mu \quad (2.15)$$

$$\overline{v^2} = \frac{k}{C_1 + 2C_3 f_2} \left[\frac{2}{3} \left(\alpha - \frac{1}{2} \beta + C_1 - 1 \right) + \frac{\beta}{\varepsilon} \left(\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial y} - \overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} \right) \right] - 2 \nu_t \frac{\partial V}{\partial y} \quad (2.16)$$

$$\overline{w^2} = \frac{k}{C_1} \left[\frac{2}{3} \left(\alpha - \frac{1}{2} \beta + C_1 - 1 \right) + C_3 f_2 \frac{v^2}{k} + \frac{\beta}{\varepsilon} \left(\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} - \overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} \right) \right] - 2 \nu_t \frac{\partial W}{\partial z} \quad (2.17)$$

$$\overline{vw} = \frac{k}{C_1 + 3/2 C_3 f_2} \cdot \frac{k}{\varepsilon} \left(\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial y} + \overline{uv} \frac{\partial U}{\partial z} \right) - \nu_t \left(\frac{\partial W}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial z} \right) \quad (2.18)$$

$$\nu_t = C\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.19)$$

ここに、 $C\mu = 0.09$ 、 $C_3 = 0.1$ 、 $C_t = 1.6$ 、 $\alpha = 0.7636 - 0.06f_1$ 、 $\beta = 0.1091 + 0.06f_1$ 、 $C_1 = 1.50 - 0.5f_1$ であり、 f_1 および f_2 は次式で与えられる壁面および自由表面に関する壁面近似関数である。

$$f_1 = \ell^2 \left\langle \frac{1}{y^2} \right\rangle \quad ; \quad f_2 = \left[\frac{\ell}{\left\langle \frac{1}{y^2} \right\rangle^{-1/2} + C_t \ell} \right]^2 \quad ; \quad \ell = \frac{C\mu^{3/4} \cdot k^{3/2}}{\kappa \cdot \varepsilon} \quad (2.20)$$

以上、2 モデルの概略を示したが、境界条件の取り扱い、対称面では、Z 方向の流速を 0 とし、その他の量は微係数を 0 としており、壁面および水面では、次式を用いた。

$$\begin{aligned} \text{壁 面: } \frac{U}{u_\tau} &= \frac{1}{\kappa} \ln(E y^+) \quad ; \quad y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} \\ k &= \frac{u_\tau^2}{\sqrt{C\mu}} \quad ; \quad \varepsilon = \frac{u_\tau^3}{\kappa y} \quad ; \quad \kappa = 0.42 \quad ; \quad E = 9 \end{aligned} \quad (2.21)$$

$$\text{水 面: } \varepsilon = \frac{C^{3/4} k^{3/2}}{\kappa} \left(\frac{1}{y^+} + \frac{1}{0.07H} \right) \quad (2.22)$$

2.3.3 計算結果の検討 ^{21) 22)}

計算方法は、壁面近傍で格子間隔が密となるように配置した格子網を用い、変数の定義位置はスタガード

配置としている。有限体積法に基づき基礎方程式を離散化し、放物形流れに対するSIMPLER アルゴリズムを用いて収束解を得る²³⁾ 方法を用いた。計算においては、水路幅、水深、水路勾配を与えて、断面平均流速を初期条件として上流より下流に計算を進め、流れが十分に発達すると考えられる距離（水深の約500 倍）の断面での計算値を最終結果として用いた。

(1) 長方形断面開水路流れにおける計算結果の検討

ここでは、2種の代数応力モデルを用いた計算結果と、前節で示したLDAによる速度3成分同時計測結果を比較し、それぞれのモデルの適用性について検討する。なお、L-Y model での計算に際しては、2次流の強さを決める定数を前述した値の半分である $C=0.0185$ として計算を行っている。

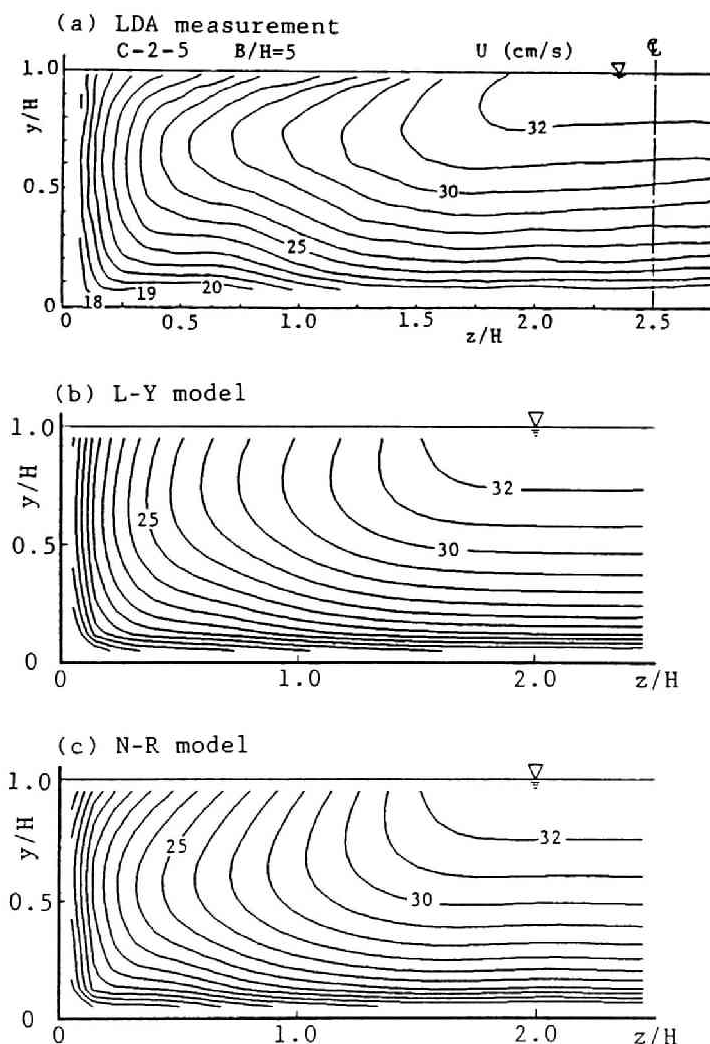


Fig. 2.20 Velocity contours in a cross section of flow by LDA measurement and turbulence models.

Fig. 2.20は、流下方向速度 U の分布を比較したものである。結果を見ると、水路中央($z/H=2.5$)付近ではいずれのモデルによる結果も計測結果と良好な一致を示しており、側壁に近づくにつれて等速度線の歪が顕著になる傾向が認められる。また、水面付近での等速度線の傾斜は、N-R modelの方が計測結果との一致が良い。また、隅角部に向かう2次流の影響が表れている $z/H=0.5$ 付近での等速度線の上側への歪もN-R modelの結果で見られる。この結果は、Fig. 2.21の2次流ベクトルの分布図でも認められ、いずれのモデルによる結果もLDAによる計測結果とほぼ一致している。

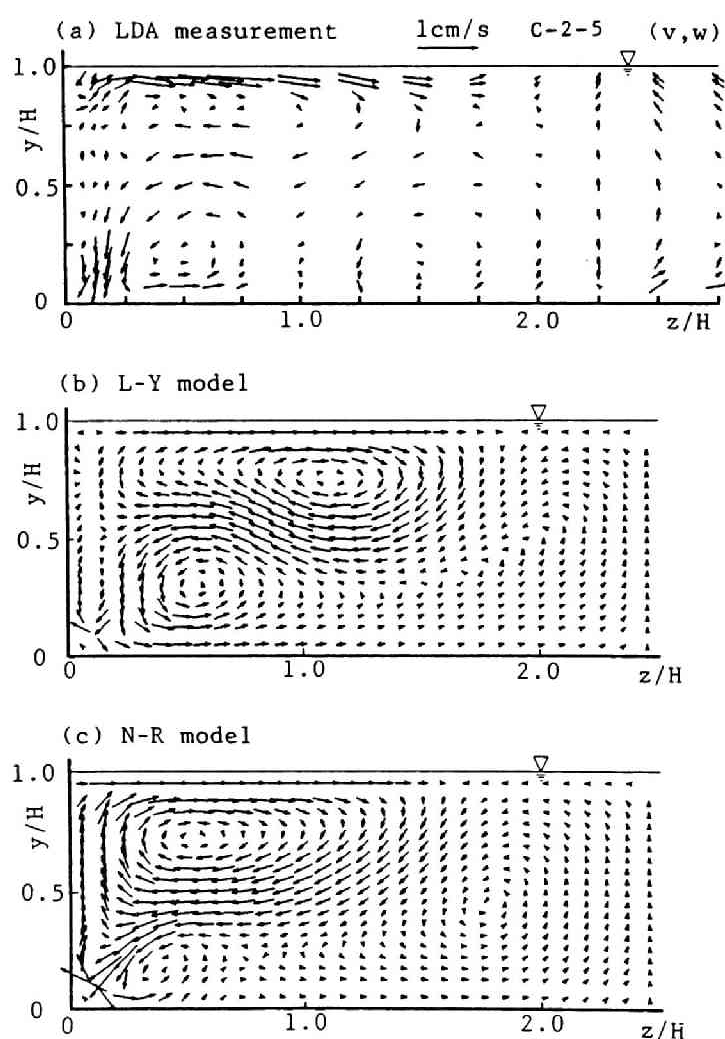


Fig. 2.21 Distribution of secondary flow vectors in a cross section of flow by LDA measurement and turbulence models.

次に、乱れの強さおよびレイノルズ応力の分布について、壁面近傍より水路中央までの6鉛直測線について比較する。Fig. 2.22は、乱れの強さ u' , v' , w' の計算結果を計測結果と比較して示したものである。図を見ると、L-Y model による結果では v' と w' がいずれの測線においても同程度の値を示すのに対し、N-R model による結果では、側壁に近づくにつれて v' と w' の大小関係が逆転する様子が示され、良好な結果が得られている。また、N-R model による結果においては水面付近での乱れの再配分の影響が見られる。一方、Fig. 2.23は、レイノルズ応力の分布について比較したものであり、いずれのモデルにおいても、水面および壁面近傍を除けば計測結果と良好な一致を示しており、長方形断面水路流れに対しては、前述したレイノルズ応力のモデルが適用可能なことを示唆した結果となっている。

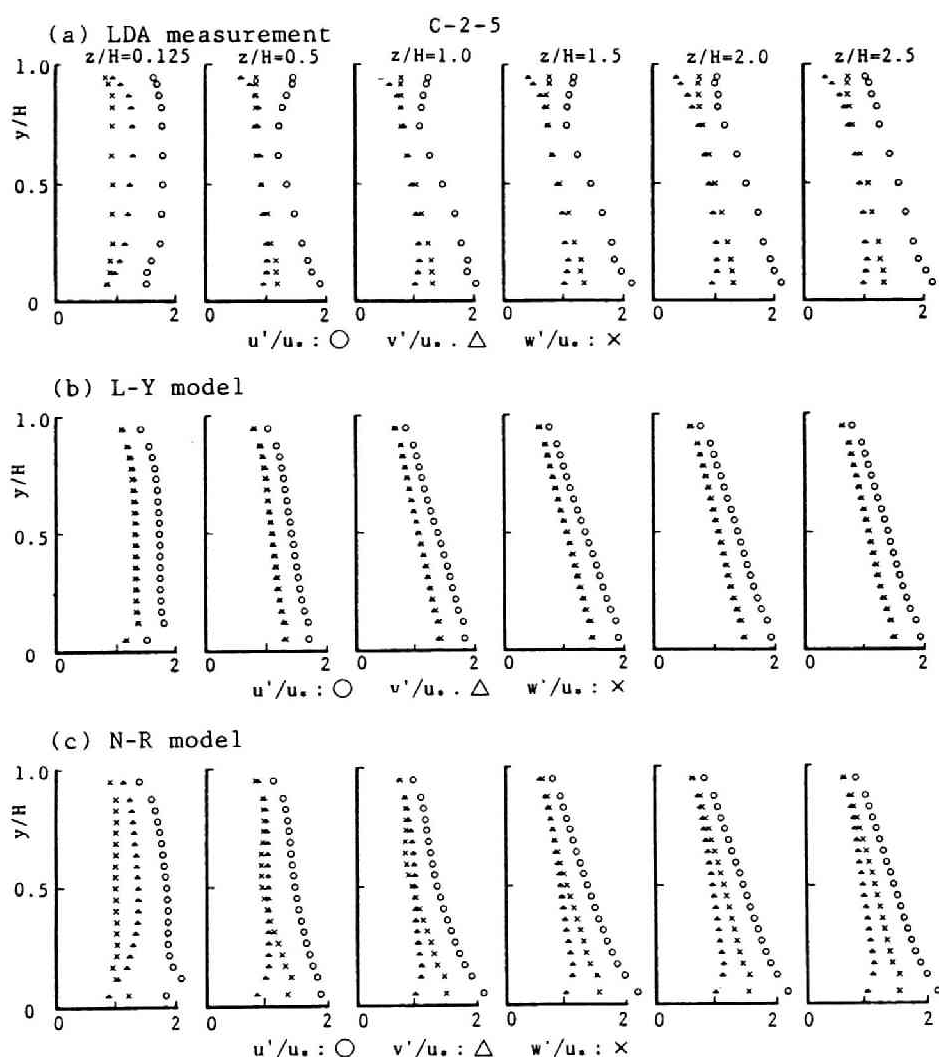


Fig. 2.22 Vertical distributions of turbulence intensities, u' , v' and w' by LDA measurement and turbulence models.

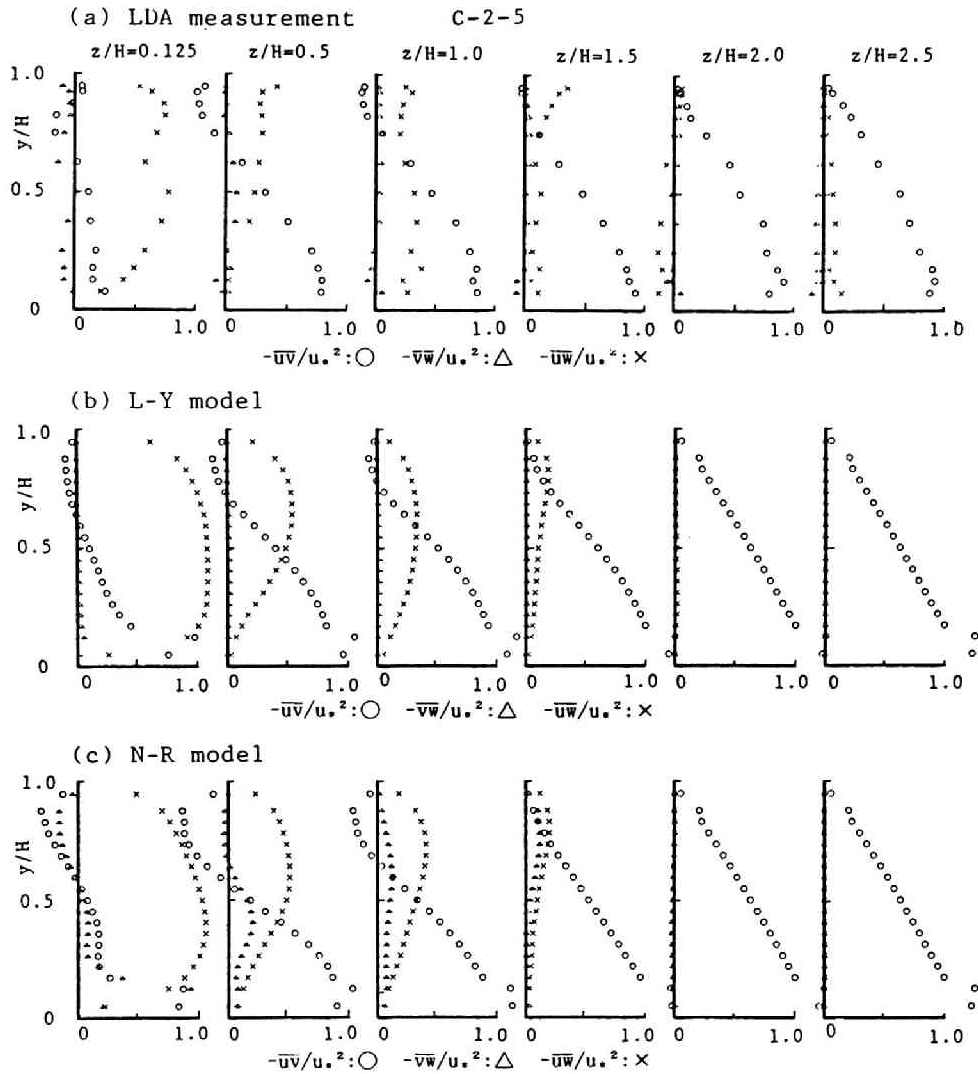


Fig. 2.23 Vertical distributions of Reynolds stresses, $-\overline{uv}$, $-\overline{uw}$ and $-\overline{vw}$ by LDA measurement and turbulence models.

Fig. 2.24とFig. 2.25は、それぞれ、乱れエネルギー k とエネルギー逸散率 ε の分布を示したものであり、 k は摩擦速度 U_τ で、 ε は U_τ と水深 H を用いて無次元化している。それぞれ、LDVによる計測結果のFig. 2.15とFig. 2.19に対応するものである。計算結果と実験結果を比較すると、乱れエネルギーの分布に関しては両者の一致は良好であるが、エネルギー逸散率の分布では底面および側壁近傍を除く領域での一致は見られるものの、壁面近傍では ε の大きさに差異が見られる。この差異については、計算モデルの問題および1次元スペクトルの計測結果を用いて ε を評価する方法の3次元性の強い領域への適用性に関する問題などが含まれるため、両者の比較だけでは議論できないものである。

以上まとめると、いずれのモデルでも長方形断面流れに対しては、側壁近傍まで計算可能であり、水面および壁面近傍を除いて計測結果と良好な一致を示すことが知れた。

2種の代数応力モデルを用いて計算した結果とLDAによる速度3成分の同時計測結果を比較検討した結果、長方形断面開水路流れに対しては、いずれのモデルを用いた結果も計測結果と定量的にも良好な一致を示すため、本研究では複断面開水路流れに対してもこれらのモデルを用いた計算法を用いることとする。

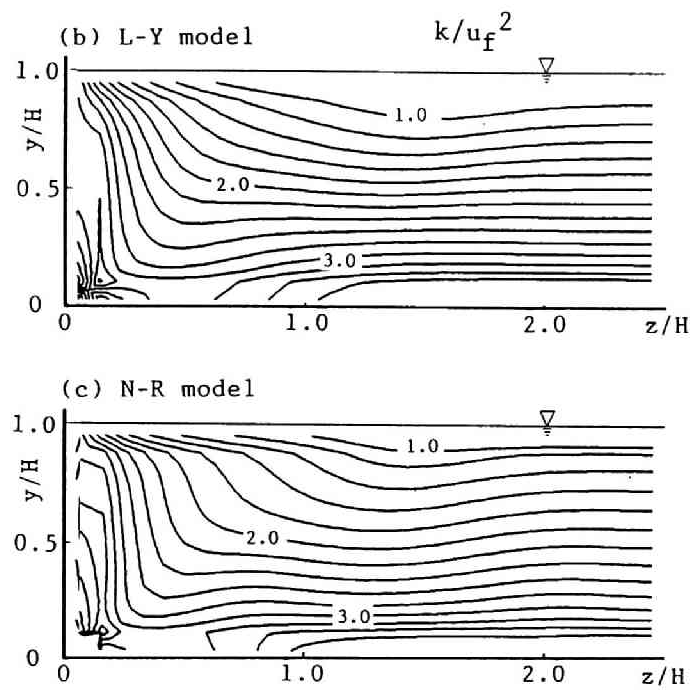


Fig. 2.24 Turbulence kinetic energy k by turbulence models.

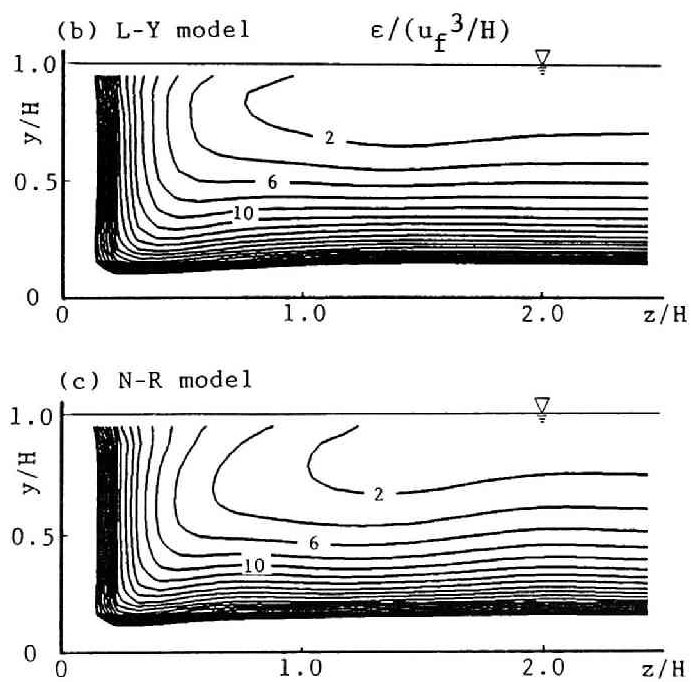


Fig. 2.25 Turbulent energy dissipation, ϵ , by turbulence models.

(2) 複断面開水路流れにおける計算結果の検討

ここでは、長方形断面開水路流れの計測結果と良好な一致を示した3種の代数応力モデルを、複断面開水路流れの境界部で行った速度3成分計測結果と同一の水理条件で計算して比較する。

複断面開水路流れの境界部では、2次流の分布および平均量の横断方向分布に特徴的な結果が見られるため、ここでもそれらについて比較検討する。Fig. 2.26は、2次流の分布を比較して示したものであり、高水敷先端より低水路側の水面に向かう斜昇流、およびそれに誘起される2次流セルの存在が、いずれのモデルを用いた結果でも明瞭に見られ、定性的には良好な結果が得られる。ただし、2次流の強さは各モデルにより異なっている。一方、Fig. 2.27は、高水敷上半水深高さにおける流下方向速度、乱れエネルギーおよびレイノルズ応力の分布について比較したものである。図を見ると、分布形状については定性的な一致を示しており、速度分布が極小値および極大値を持つ分布であること、また、その分布を説明するレイノルズ応力分布になっていることなどの特性は計算されているものの、定量的には問題が残される結果となっている。したがって、本研究では、複断面流れにおける2次流の検出方法としては定性的な結果のみを重視することとする。

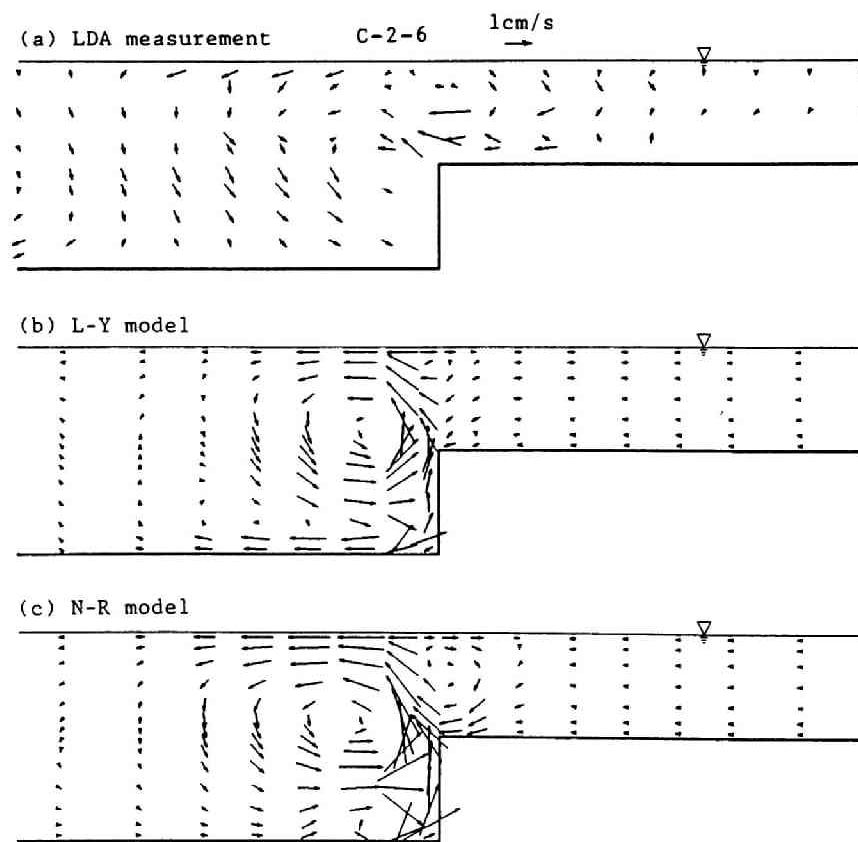


Fig. 2.26 Distribution of secondary flow vectors in a compound open channel by LDA measurement and turbulence models.

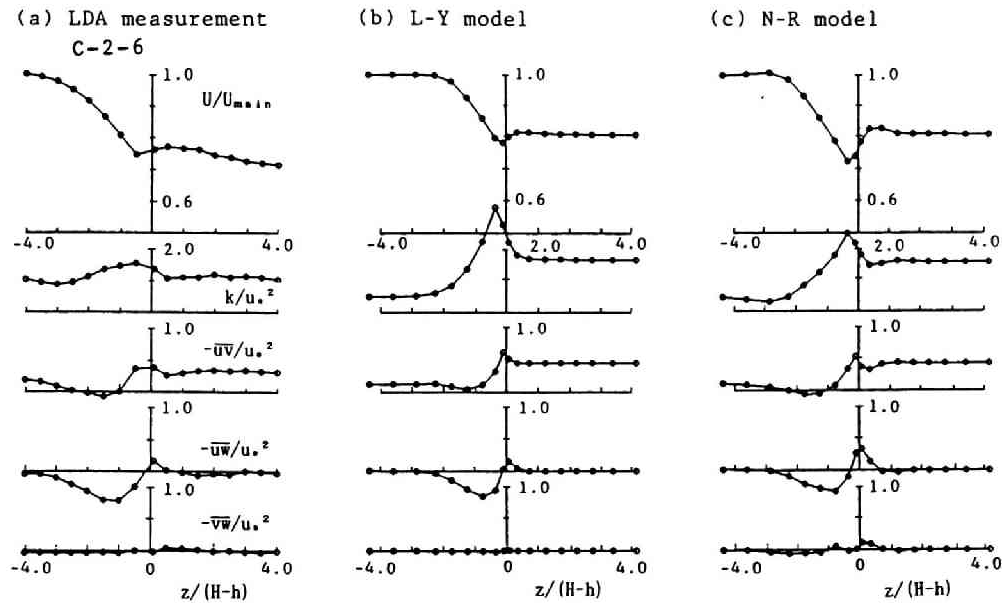


Fig. 2.27 Lateral distributions of velocity U , turbulence kinetic energy k , and Reynolds stresses by LDA measurement and turbulence models.

2.4 流れの可視化法による方法

流れの3次元構造を解明するために流れの可視化法が主要な方法として用いられてきている。本研究でも流れの3次元性の主要因である縦渦構造を検討するために流れの可視化法を用いているが、その方法は直接法と間接法に分類することが出来る。

縦渦は主流方向軸を有し、開水路流れのように流下方向の速度成分 u が卓越する流れでは鉛直方向成分 v と横断方向成分 w を可視化することによって捉えられる。縦渦の直接可視化法とは、 v と w を同時に捉える方法であり、流れの横断面内の流況を可視化することが必要である。一方、間接法は流下方向速度成分 u のみか、 v あるいは w の2成分を対象として行った水平断面あるいは縦断面内流況の可視化結果を用いる方法である。本研究では、水面流況から流れの構造を検討する方法として、移動撮影による水面渦の可視化および Cameron効果²⁶⁾ を利用した瞬間速度の平面分布の可視化法を、水平面および縦断面内の流況を可視化するためにレーザ・ライト・シートを用いた中立粒子トレーサ法を、横断面内の流況を可視化するための水素気泡法および中立粒子トレーサ法を用いている。横断面流況可視化法については、従来のように流れを乱す可能性がある鏡などを流水中に入れないことを条件として試みた4種の方法を試みた結果より、水深規模の縦渦構造が直接可視化可能な方法を開発したものであり、本研究独自の方法である。また、壁面近傍の流れの構造を検討するために、本研究独自の方法として水素気泡法を用いた壁面せん断力分布の可視化法を用いている。以上のように、本研究では、自由水面上における流下方向速度成分 u の瞬間平面分布を可視化する間接法と、中立粒子あるいは水素気泡をトレーサとして用いた間接法および直接法を用いており、それぞれの方法について以下に示す。

2.4.1 水面流況可視化法

(1) 移動撮影法

水面にトレーサを散布し、設定した速度で移動する台車に設置したカメラで流況を撮影する方法である。移動速度によって得られる結果が異なることはTietjens²⁴⁾によって指摘されているが、速度差が顕著な領域では流体の混合形態を捉えることが可能である。Photo. 2.1 は、複断面流れの低水路と高水路の境界部分の流況を両者の流れの平均速度で移動するカメラで撮影したものである。Sellin²⁵⁾が示したように境界部には渦がある間隔をおいて存在することが分かる。このような写真を解析することにより、渦間隔、渦の大きさなどを知ることが可能であり、流れの混合機構の解明に有用な方法である。しかしながら、3次元的な構造を把握することは不可能であり、そのためには他の方法と併用する必要がある。

(2) カメロン撮影法

瞬間速度の平面分布を可視化する方法であり、Cameron²⁶⁾がカナダのニューブランズウィック州のファンディ湾において撮影された航空写真を解析した際に、強い潮流の存在が知られていた水域の視差差が大きくなることより、航空写真による速度計測が可能なことを見いだしたことに始まり、速度が実体視されることをCameron 効果と呼んでいる。また、彼は同様の方法が水理模型実験や風洞実験でも利用できることを指摘している。

原理はFig. 2.28に示すように、2枚の写真を時間差 Δt で撮影すると、 Δt の間に水面に浮遊している粒子は速度 U に応じた距離 $U \cdot \Delta t$ だけ移動する、この距離が視差差となって速度の比例した高さで実体視されるものである。実験では、観測用トレーサとしてアルミニウム粉末を塗布したおが屑を用いており、1組の写真を実体鏡を用いて実体視すると、観測用トレーサの微小撮影時間間隔内の移動距離の差が横視差となり、観測面がかなりの起伏をもって可視化される。このようにカメロン効果を利用した撮影を、ここではカメロン撮影と呼ぶことにする。

カメロン撮影は、水路上方2.3mに設置された撮影台に、2台の35mmカメラを16cmの間隔で流下方向に並べ、照明に500Wのヨウ素ランプ4灯を用いて、露光時間 $T=1/500 \sim 1/250$ 秒、絞り $F=2.8 \sim 5.6$ 撮影時間間隔 $\Delta T=30 \sim 50\text{ms}$ の撮影条件で行われている。なお、撮影時間間隔の制御は、パーソナル・コンピュータを用いて行われている。

Fig. 2.28に示した速度 U 、標高差 ΔH 、撮影時間間隔 Δt の関係では、撮影時間間隔が大きくなればなるほど標高差は大きくなるが、時間間隔が長くなれば流況は変化するためにトレーサの配置が変化して実体視が不可能となる。長方形断面水路における等流状態の流れを対象に、流量が1、2、4、8 l/s のそれぞれについて撮影時間間隔を25～300ms の範囲で変化させ、実体視が可能な最長時間間隔を検討すると200～300ms となった。これを断面平均流速 U と水深 H で規定される時間スケールで無次元化すると $(U\Delta t/H)_{\max}$ は1.8～3.8 となる。この値が、パーステイング周期を同様の時間スケールで無次元化した場合の値である2～3程度と一致することは、水面流況が内部構造を反映したものであることを示すものであるとともに、凍結乱流の仮定が非常に短い時間内でのみ有効であることを示唆している。これより、カメロン撮影の時間間隔は U と H で規定される時間スケール程度以下が適当であることが知れる。

結果の解析では、得られた1組の写真を航空写真測量用の図化機(WILD AVIOMAP AMH)にて実体視し、詳細な等高線を専門家に依頼して図化した。また、簡易式実体図化機を用いた速度の極大部分に相当する峰状に観察される部分(以下では峰線部と呼ぶ)の発生位置に関する解析も行っている。

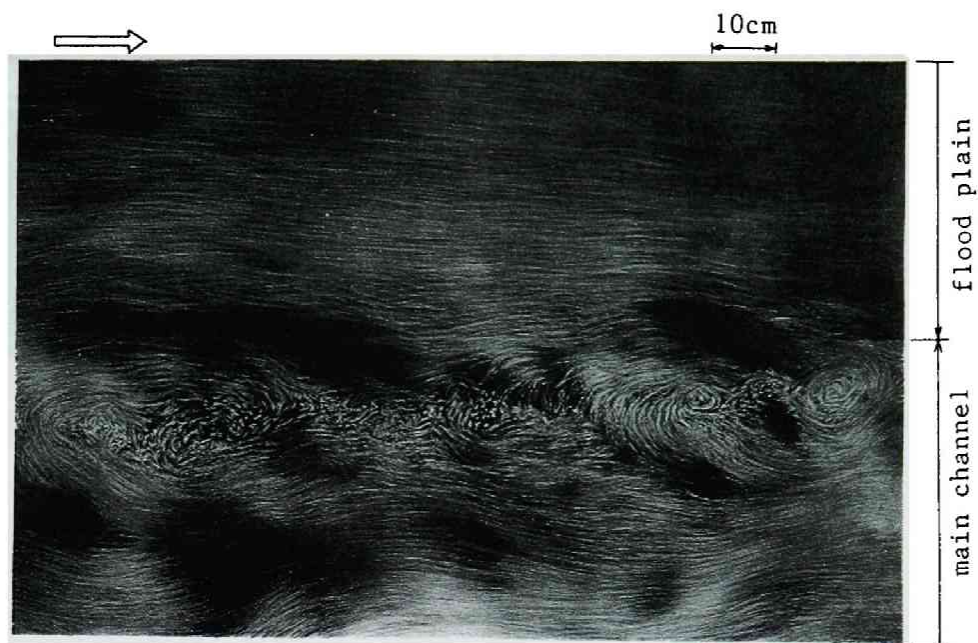


Photo. 2.1 Vortexes on the water surface in the mixing zone by a camera moving at the same speed of the mean velocity in the zone.

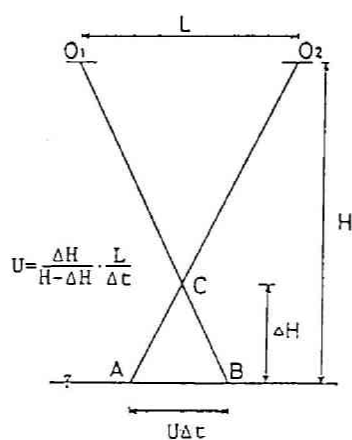


Fig. 2.28 Cameron effect.

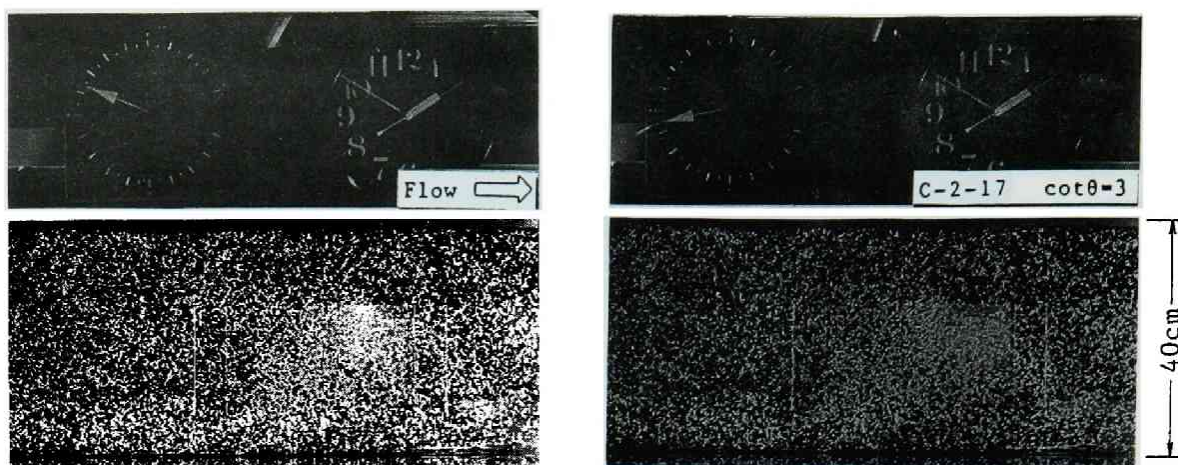


Photo. 2.2 Example photographs by Cameron stereo-photography.

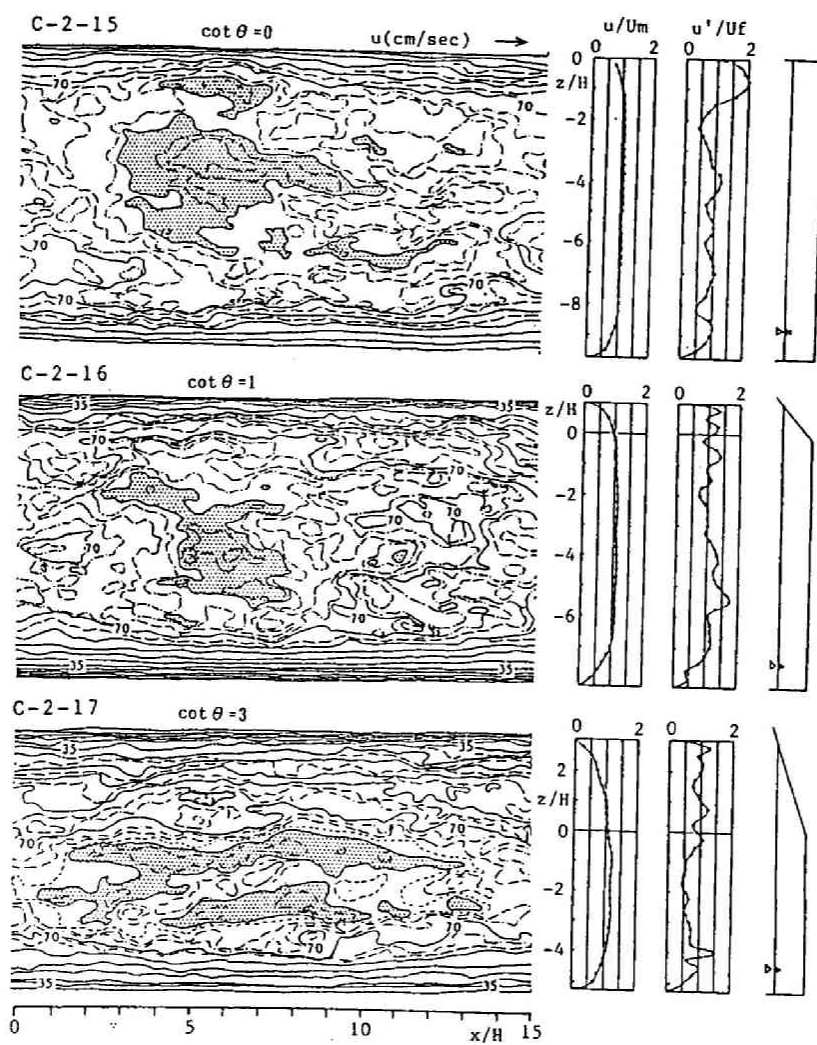


Fig. 2.29 Distributions of velocity on the water surface and lateral distribution of mean velocity and turbulence intensity.

Photo.2.2 に示した1組の写真から、Fig.2.29に示す表面流速の等速度線図が得られる。図は、例として台形断面流れにおけるものを示したものであり²⁷⁾、横断方向に高速部(図中の着色部)と低速部が交互に並んでいるのが見られ、これらは流下方向に連なっている。このような特徴は流れの組織的構造(渦構造あるいは2次流構造)と関連するものである。低速部は下方からの低速流体の上昇を示すものであり、逆に、高速部では流体の下降位置を示すとの推測が可能である。また、流下方向測線に沿って1cmピッチで速度を数値化し、その平均をとることにより得られた水面での平均速度 u およびその標準偏差として得られる乱れ強さ u' の横断分布を併示している。この縦断方向の平均値は、時間平均にほぼ等しいものと考えられる。分布形は波状を呈しており、これは先に示した速度分布の非一様性が、組織だったものであることを示唆している。一方、乱れ強さについて見ると、多少のばらつきはあるものの、やはり波状に分布し、鉛直側壁から水深程度離れた位置付近、法尻上および法面上で大きな値を示しているのが特徴的である。

このように、カメロン撮影法を用いると、瞬間速度の平面分布が得られるとともに、流れの構造についても検討が可能である。

2.4.2 水平断面流況可視化法²⁸⁾

(1) 実験装置および方法

本方法は、Fig.2.30に示すように、35mmスチールカメラおよび照明装置を台車に載せ、流水中に混ぜた中立粒子の水平面内の挙動を可視化するトレーサ法の一つである。用いた粒子は平均粒径0.45mmのポリスチレン粒子であり、比重は1.05であるが、静水中の沈降速度から計算した見かけの比重は1.005以下であり、流水中の沈降速度がさらに小さくなることを考慮すると比重は1に近づき、流れに十分追従するとして妥当である。一方、照明装置としては光の拡散が小さく、限られた水平断面が照明可能なレーザ・ライト・シート法(以下、LLSと略記)を用いた。これは、レーザ光が円形断面の硝子を通過するとシート状に広がる性質を利用したもので、ここでは5mwのHe-Neレーザを光源として用いた。実験水路は、幅20cm、深さ15cm、長さ6mの一部アクリル樹脂性木製水路を用い、35mmスチールカメラによる移動撮影および固定撮影が行えるようになっている。

(2) 水平断面流況可視化例

ここでは、可視化例として長方形断面開水路流れにおける結果を示す。Photo.2.3は滑面および粗面状の流れにおける移動撮影結果を、それぞれ(a)水面近傍($y/H \approx 0.9$)、(b)半水深付近($y/H \approx 0.5$)および(c)路床近傍($y/H \approx 0.1$)の各鉛直高さについて示したものである。いずれの写真においても渦状の流体の運動が認められ流れの3次元性を示す結果となっている。滑面流れの結果を見ると、(a)および(b)の側壁近傍に明確な渦が認められるとともに、水路中央より水深程度離れた位置に粒子の集中する高速領域が存在する。この領域は流下方向に軸をもつ縦渦の下降部に相当するものと考えられ、このような観点より(c)の結果を見ると水路中央より水深程度離れた位置に路床に達した下降流が横断方向に広がる様子がうかがえる。以上の事項は粗面流れの結果でより明確に見られ、粗面流れにおける縦渦の安定化傾向が確かめられる。すなわち(a)において水路中央より水深程度離れた位置に流れの集中する領域が存在し、水路中央では流体の発散するボイル状の箇所が明確に認められる。以上より、ここで示した水理条件では水路中央で上昇、水深程度離れた位置で下降部をもつ水深程度の縦渦が存在することが推定される。

このように、各高さの水平断面流況を可視化することにより流れの3次元構造を推定することが可能となる。

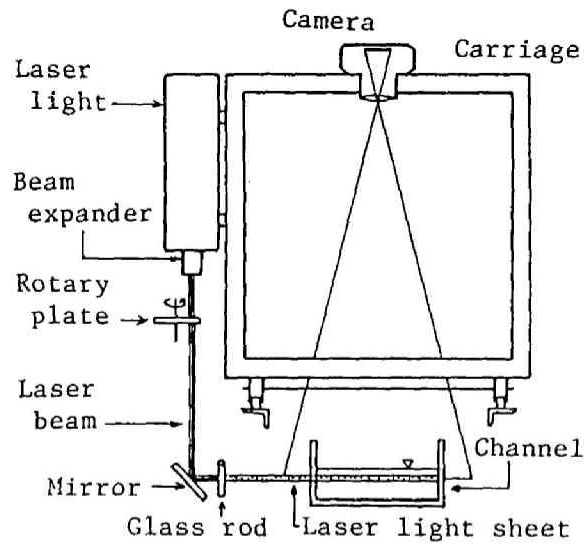


Fig. 2.30 Experimental set-up for a tracer method using a laser light sheet.

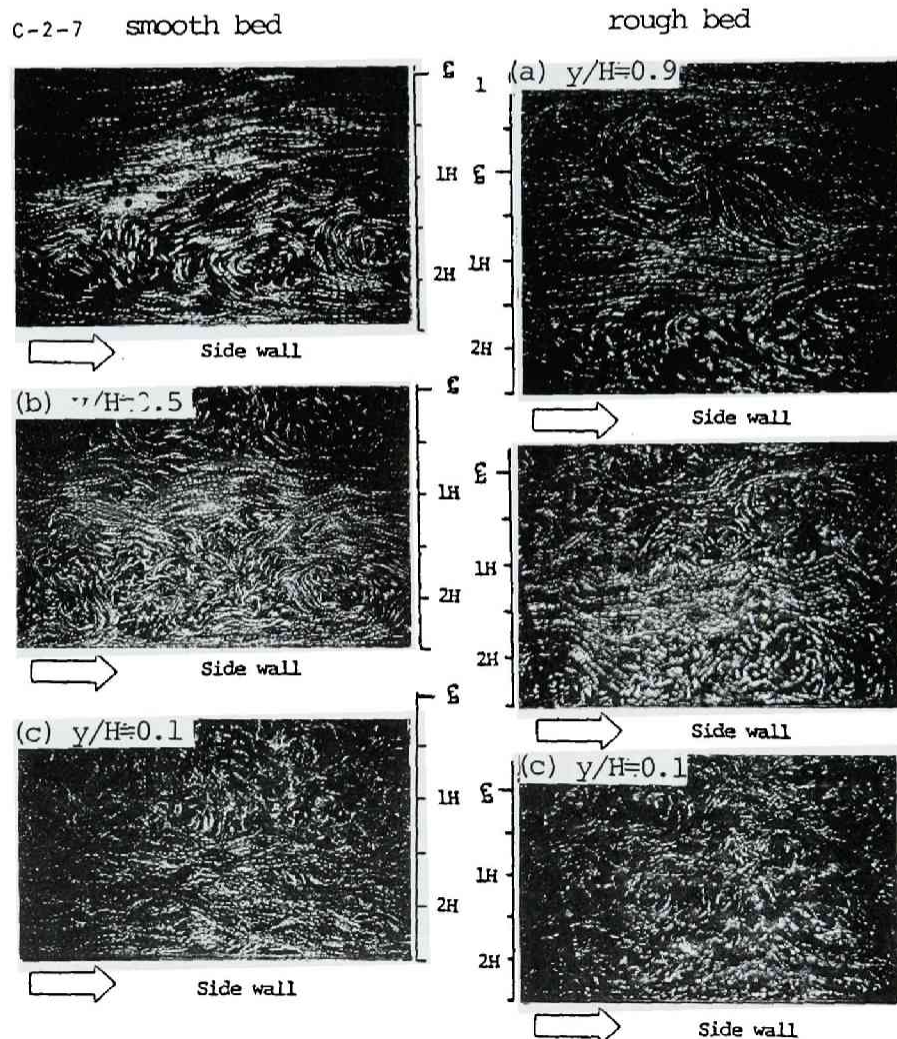


Photo. 2.3 Example photograph of a flow in a horizontal section by moving shot.

2.4.3 縦断面流況可視化法^{2,9)}

(1) 実験装置および方法

水平断面流況可視化法と同じ装置を用い、LLSで流れの縦断面を照明して台車側方に設置したカメラで流況を撮影する方法である。

(2) 縦断面流況可視化例

ここでも、水平断面流況可視化法で用いた流れの縦断面流況を例として示す。水路中央の上昇部および水深程度離れた下降部の縦断面流況について検討する。Photo. 2.4は滑面流れにおける上昇部および下降部での撮影例を示したものであり、前者についてはトレーサのパスラインに流向を付して描いた図を併示している。Photo. 2.4(a)を見ると、中央左側(A)に路床より水面まで達する上昇流が認められるとともに、下流側に水深の2倍程度離れた位置(B)にもその存在が認められる。これは従来の研究によるbursting現象の発生間隔とほぼ一致する。一方、(b)を見ると下降流の存在が認められるが、上昇流に比して弱く、流下方向の拡がりも大きいものとなっている。

Fig. 2.31は上昇部の構造を検討するために固定撮影の結果を用いて得られた(a)速度ベクトル、(b)流下方向速度成分 u および(c)鉛直方向速度成分 v の等速度線図である。図より、図中記号AおよびBに示される低速流体の上昇部およびCの高速流体の下降部が見られ、上昇部の流下方向への拡がりがかかなり大きいことが指摘される。また、この結果を下流側より上流に向かってある鉛直高さに沿って見た速度の変化が近似的にその高さでの点計測により検出された波形と見なすと、半水深では高速($u>0$)で下降($V<0$)すなわちsweep事象より、hole事象を経て、低速($u<0$)で $v>0$ となるejection事象に移るというbursting現象と定性的に一致する結果が推定できる。

2.4.4 横断面流況可視化法

以上のように、水平断面および縦断面流況の可視化によって流れの3次元構造が検討可能であるが、それぞれ、流れ方向速度成分 u と横断方向成分 w 、 u と鉛直方向成分 v による流れの挙動が可視化されているものであって、 v と w による流れの挙動は得られていない。ここでは、 v と w による流れの挙動を捉える目的で行ったいくつかの方法を示す。なお従来は、流れの中に鏡を挿入する方法が用いられていたが、ここでは流れをなるべく乱さない方法を用いることとした。

(1) 水平面・縦断面同時撮影法^{3,9)}

蛍光塗料により着色したポリスチレン粒子をトレーサとして用い、鉛直上方と水平側方より2台の35mmスチールカメラによりトレーサの挙動を捉える方法である。用いたトレーサは、直径1.41~2.0mmで静水中の沈降速度は平均0.47cm/sであり、Allenの終末沈降速度式⁷⁾を用いて算定した見かけの比重は1.0053である。流水中の粒子の沈降速度がさらに小さくなることと目視観察による流れへの追従性の結果より可視化結果は充分流れの挙動を表していると考えられる。

蛍光ランプを照明装置として用い、絞り $F=4.0$ 、露光時間1/4秒で撮影するとPhoto. 2.5のような1組の写真が得られる。これは、低水路法面勾配 θ が 45° の複断面流れにおける撮影例であり、これら2枚1組の写真よりトレーサの座標位置をデジタイザを用いて流下方向1mm毎に量子化し、横断面内のトレーサの軌跡を求めると、Fig. 2.32のような結果が得られる。図より、いずれのケースにおいても高水敷先端より自由水面に向う斜昇流と低水路底面隅角凹部に向う流れが明確に認められるとともに、それらの流れにより誘起された渦構造が見られる。すなわち、低水路中央部→隅角凹部→低水路底面→低水路中央、低水路中央→隅角

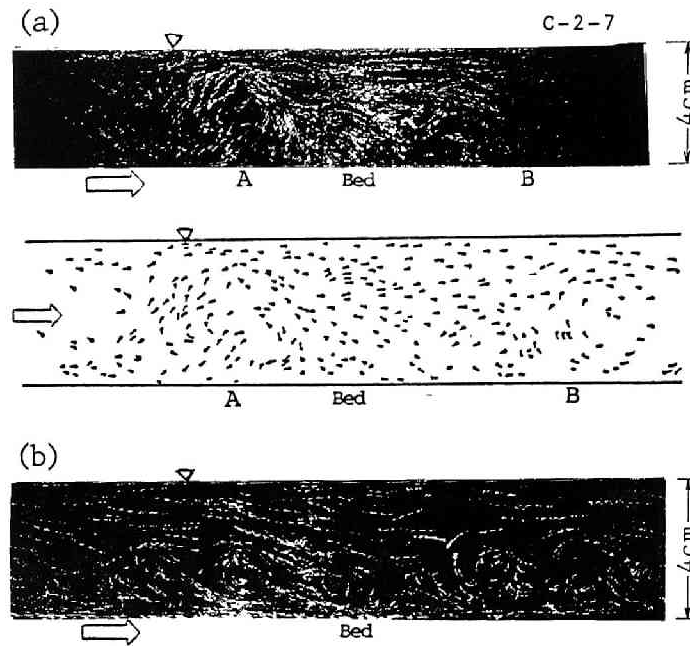


Photo. 2.4 Example photograph of a flow in a vertical section by moving shot.

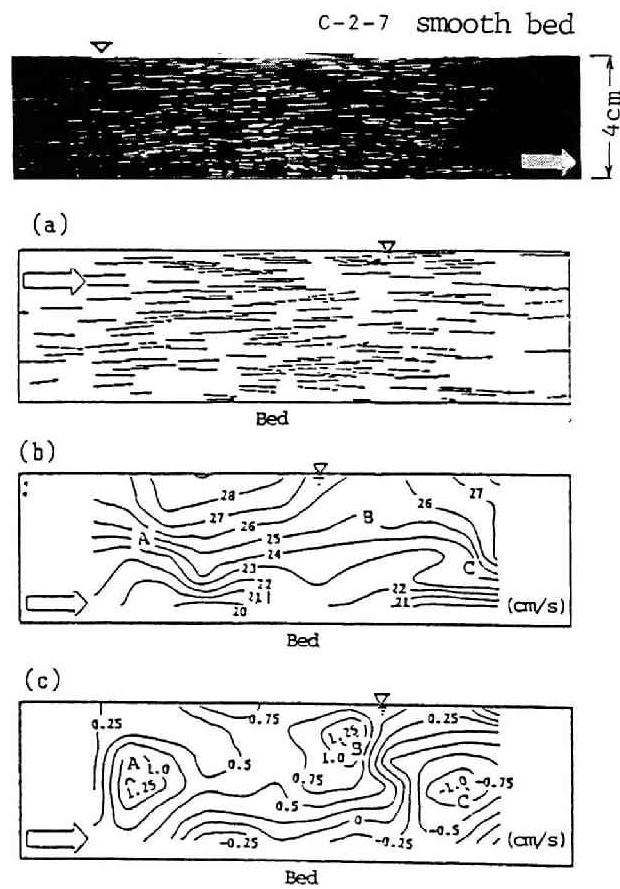


Fig. 2.31 Distribution of velocity vectors, (a), longitudinal component u , (b), and vertical component v , (c).

C-2-10 $\theta=45^\circ$
Top view

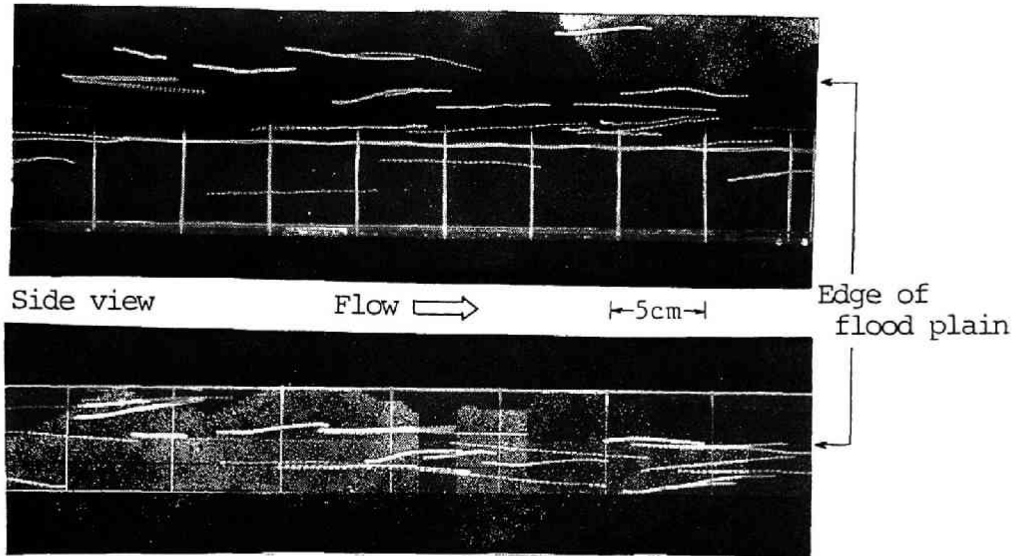


Photo. 2.5 Example photograph of pass lines of neutral buoyant tracers in a compound open channel flow.

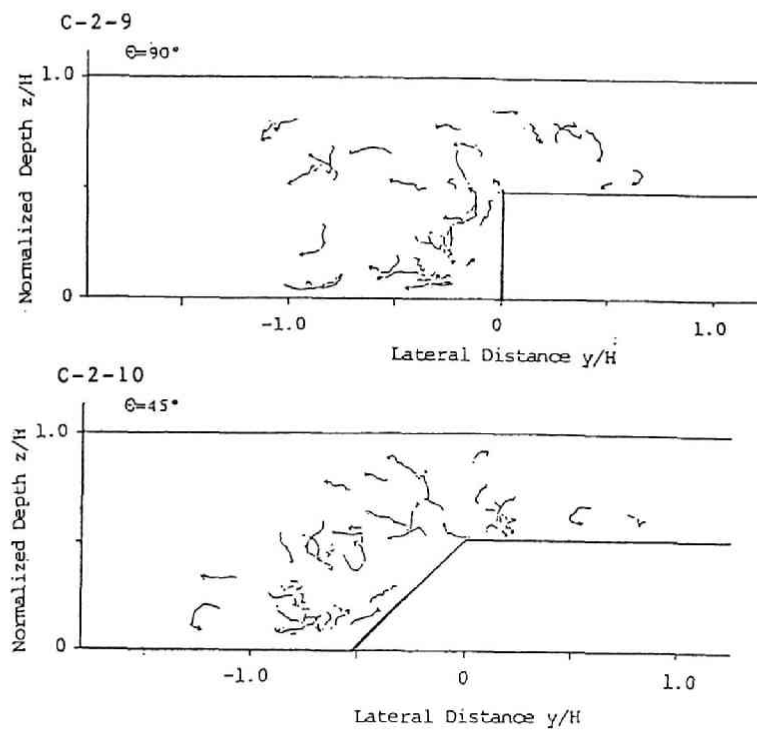


Fig. 2.32 Pass line of neutral buoyant tracers in a cross section.

凹部→高水敷法面→高水敷先端→自由水面→低水路中央および高水敷底面→高水敷先端→自由水面→高水敷水面→高水敷底面の3つの渦構造の存在が認められる。一方、 $\theta = 90^\circ$ の場合と $\theta = 45^\circ$ の場合を比較すると、 $\theta = 45^\circ$ の場合の方が渦のスケールが若干大きく、そのスケールは高水敷先端法面の形状に関係のあることが類推される。

この方法では流下方向のある区間内の流れは可視化可能であるが、同一横断面内の挙動を捉えるには不十分である。

(2) 傾斜横断面流況可視化法³¹⁾

つぎに斜め横断面の可視化法と結果について示す。Photo. 2.6 は路床との角度を 15° とした LLS で照明した粒子を鉛直上方に設置したカメラを用いて移動撮影した例を示したものであり、写真の右側が水面である。低水路と高水路の境界部では複雑な挙動を示しているが、パスラインを流向とともに示した Fig. 2.33 の結果をみると、一様に流れている低水路流れの境界に沿っていくつかの渦状の部分が認められ、その部分は水面に近づくにつれて横断方向に広がりを持つようになっている。また、路床に対し、下流側に 45° あるいは上流側に 45° 傾いた LLS を用いて内部流況をビデオカメラにより可視化した映像を 35mm スチルカメラで撮影したものを Photo. 2.7 (a), (b) に示す。これらの写真とビデオ映像より Fig. 2.32 に示したような渦の存在が確かめられる。しかしながら、この方法でも同一横断面内の流況を捉えるには不十分である。

(3) ボアスコープを用いた横断面流況可視化法³²⁾

従来、流水中に鏡を入れる方法あるいは水平方向と鉛直方向からの同時撮影による方法などにより流れの 3 次元的挙動を捉えようとした研究があるが、それぞれに問題点を残しており、いまだ確立された手法はない。ここでは、医学あるいは工業機械検査などの分野で使用されている内視鏡（ボアスコープ）を用い、レーザ光源にて照明された横断面内の中立粒子トレーサをビデオカメラで撮影する可視化法を示す。

可視化装置は Fig. 2.34 に示すようであり、撮影用ビデオカメラおよび照明装置を移動台車に設置し、任意の速度にて移動撮影が可能である。ビデオ装置は、カメラ本体と内視鏡および照明用光源の光量不足を補うためのイメージインテンシファイヤ（映像増強管）で構成されている。流水中には内視鏡の先端部（直径 10 mm）のみが入るだけであり、流れに与える影響は無視できる。一方、照明装置は、光源として 5mW He-Ne レーザを用い、レーザ光をガラス棒を通すことによりシート状とするものである。また、シート光の厚さを調整するためにビームエキスパンダーを用いており、本装置では 1mm~5mm の範囲で厚さを設定できる。なお、実験では 5mm とし、内視鏡より約 20cm 上流の横断面を照明した。

撮影は、移動台車の速度を種々変化させ、境界付近のトレーサの挙動が最もよく捉えられる速度に設定して行っている。その速度は低水路平均流速と高水路平均流速の平均値程度である。また、画像処理は、ビデオ画像をモーションアナライザーで再生し、1/60 秒毎に各粒子を追跡しその軌跡を図化する手法を用いた。

実験は、幅 20cm、深さ 15cm、長さ 6m の一部アクリル樹脂製の木製直線長方形断面水路内に、幅 12cm、高さ 2cm のアクリル樹脂製の高水敷を左岸側に設置して複断面水路としたものを用いている。なお、用いたトレーサは平均粒径 $d = 0.45\text{mm}$ 、比重 $s = 1.05$ のポリスチレン粒子であり流れに十分追従するものである。

Photo. 2.8 は横断面流況を捉えたビデオ画像を 35mm スチルカメラにて撮影した例であり、このような画像をモーションアナライザーにて 1/60 秒毎に再生し粒子の挙動を追跡した。Fig. 2.35 はこのような方法で 1/3 秒間毎の横断面内の粒子の軌跡を図化し、連続した 2 秒間における結果を示したものである。なお、1/3 秒間に対象断面外に飛び出した粒子、あるいは対象断面外より侵入した粒子については、存在した時間内での軌跡を示している。図を見ると、いずれの時間においても強さは異なるものの、高水敷先端より低水路水面に

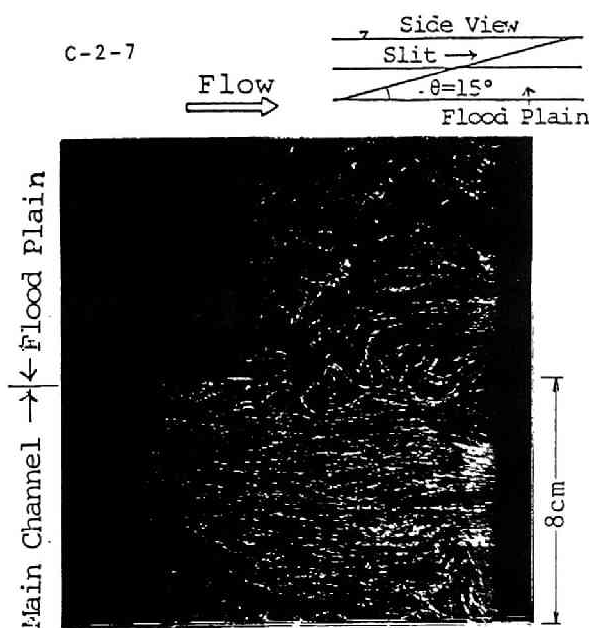


Photo. 2.6 Example photograph of pass lines of neutral buoyant tracers in a diagonal cross section of flow (15° degrees).

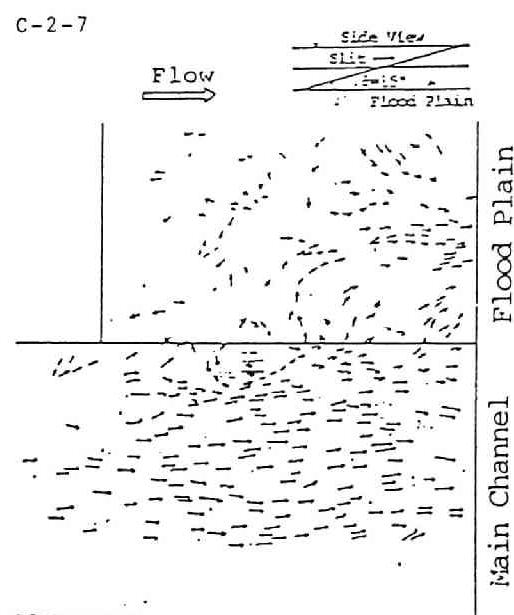


Fig. 2.33 Pass lines of neutral buoyant tracers in a diagonal cross section.

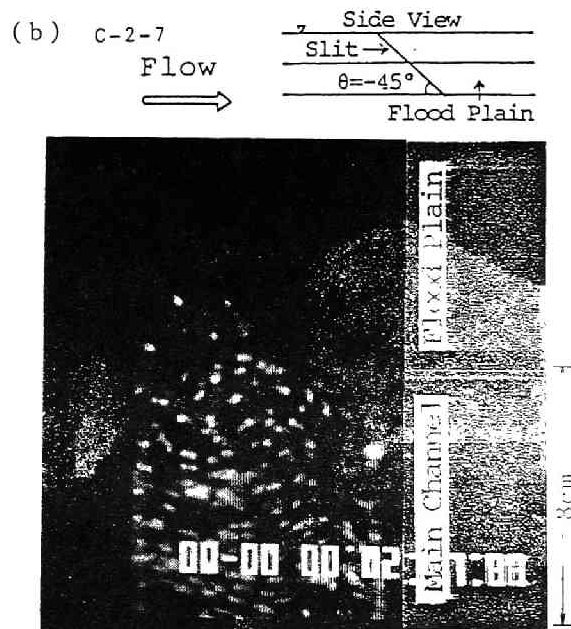
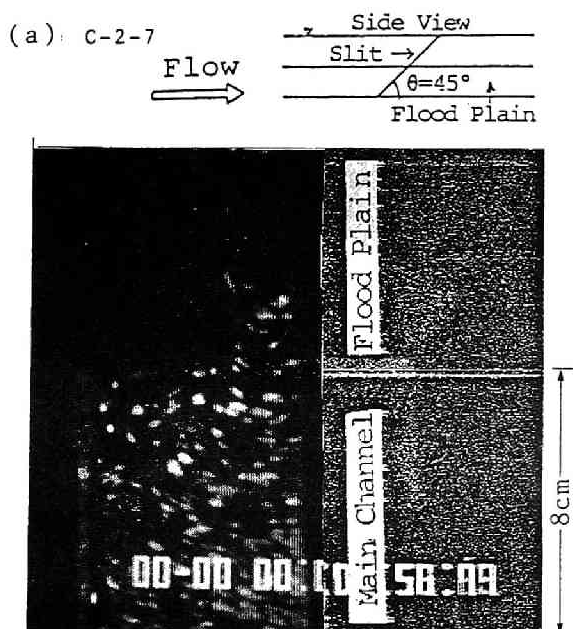


Photo. 2.7 Example photographs of pass lines of neutral buoyant tracers in a diagonal cross section of flow (45° and -45° degrees).

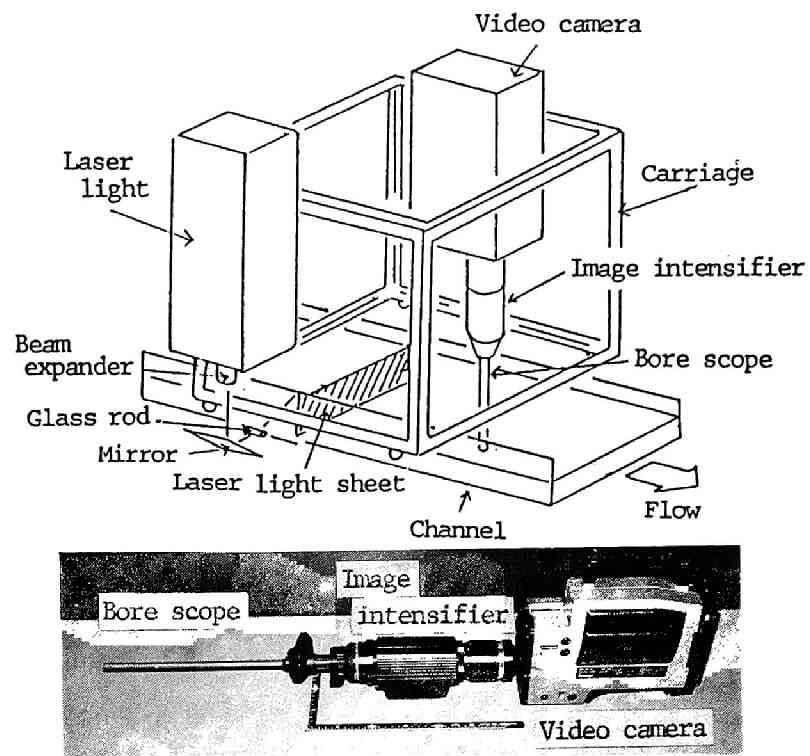


Fig. 2.34 Experimental set-up using a bore scope.

C-2-7
 $\theta=90^\circ$



Photo. 2.8 Example photograph in a cross section, obtained by a bore scope.

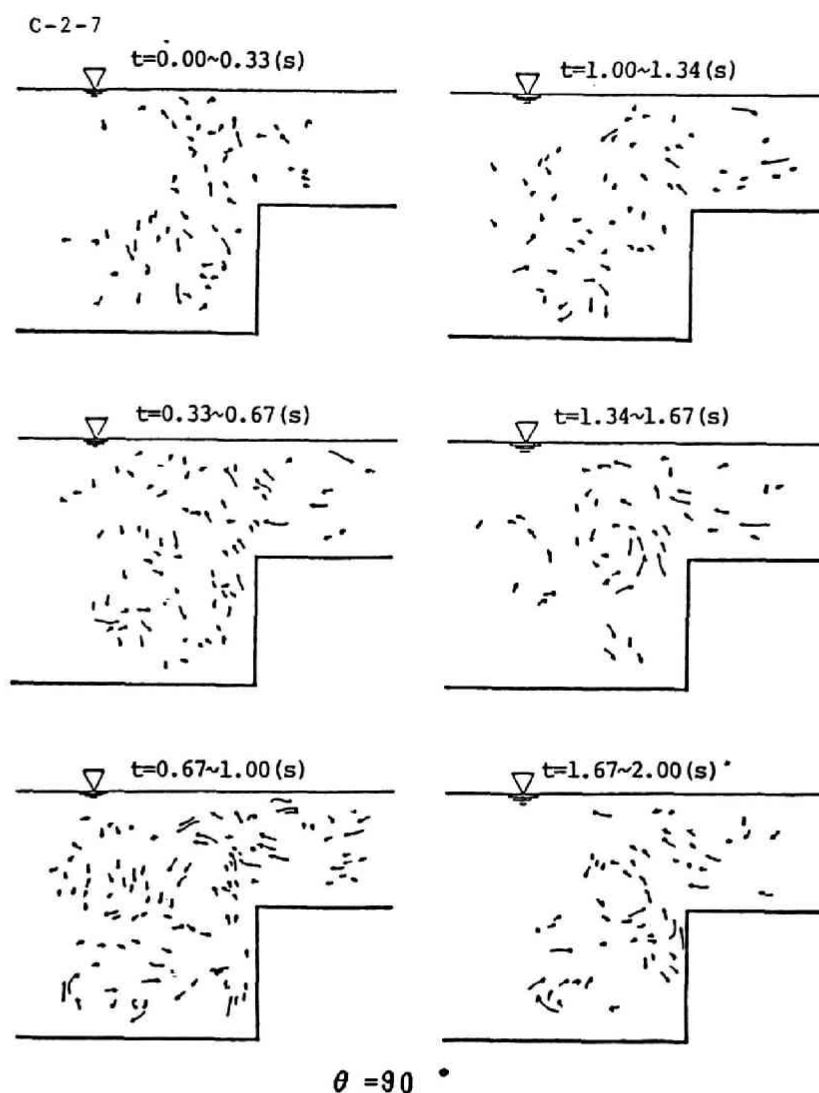


Fig. 2.35 Pass lines on neutral buoyant tracers in a cross section obtained by a bore scope.

向かう斜昇流の存在が認められる。この斜昇流は間欠的に強くなり（図中 $t=0.33\sim1.00\text{s}$ ）、その際に3つの渦が形成される。すなわち、低水路中央→隅角凹部（高水敷法面下端）→低水路底面→低水路中央、低水路中央→隅角凹部→高水敷法面→高水敷先端→自由水面→低水路中央および高水敷底面→高水敷先端→自由水面→高水路水面→高水敷底面の3つの渦である。このような渦の寿命時間は短く存在が不明確となり（図中 $t=1.00\sim1.34\text{s}$ ）、次の強い斜昇流により再び形成される（図中 $t=1.67\sim2.00\text{s}$ ）。このような3つの渦は間欠的に形成されるが、このケースでの平均的な時間間隔は約0.7秒であり、高水路水深と境界部付近の平均流速で規定される時間スケールの約4倍程度である。

このように、この方法で横断面内の流況を捉えることが可能であるが、ボア・スコープの視野が狭く、限られたスケールの流体運動以外は捉えることが出来ないと言う欠点がある。

(4) 横断面流況直接可視化法³³⁾

Fig. 2.36は実験装置を示したものである。長さ13m、幅39cm、深さ19.5cmの亚克力製直線水路の下流端に水位調節用堰を兼ねた観測窓を設けた。撮影には35mmスチルカメラ（300mm 望遠レンズ使用）およびビデオカメラを使用し、スチルカメラでは移動照明を用いた撮影、ビデオカメラでは固定照明を用いた撮影を行った。撮影断面は下流端の影響が及ばないことを確認し、観測窓より2.5mの横断面とした。トレーサとして平均粒径0.45mmのポリスチレン粒子および直径0.05mmの白金線より発生させた水素気泡を用い、移動照明では幅約2cm、固定照明では流下方向に約20cm区間の横断面を1.5KWのハロゲンランプにより照明した。なお、スチール撮影結果において中立粒子トレーサの移動方向を判別するため、写真に示すようにカメラの前面にステッピングモータを用いた回転板を設置した。この回転板を用いると図中に示すような時間間隔で露光されるため、撮影結果では短いパスラインから長いものに向かう方向にトレーサが移動したと判別され、流速だけでなく流向も可視化可能となる。

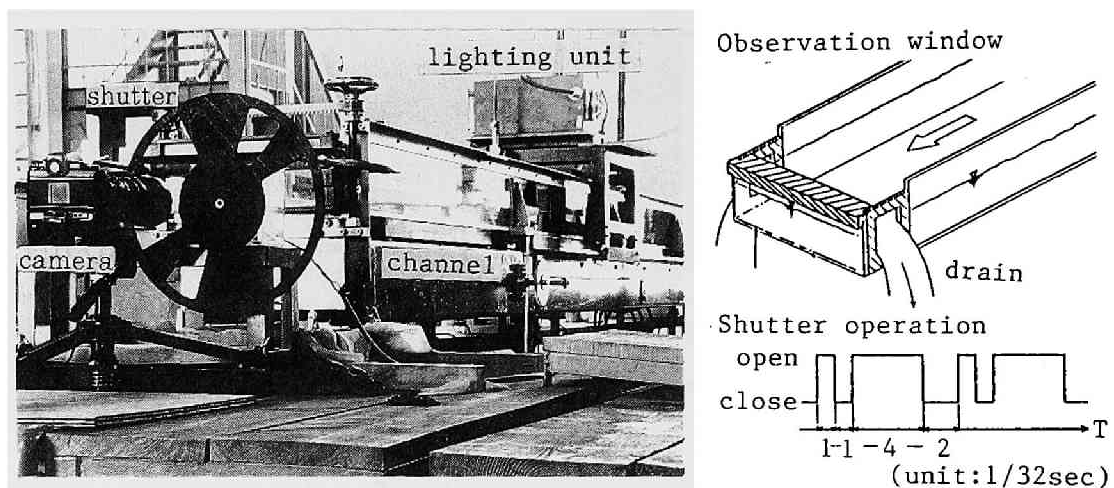


Fig. 2.36 Experimental set-up for direct visualization of flow in a cross section.

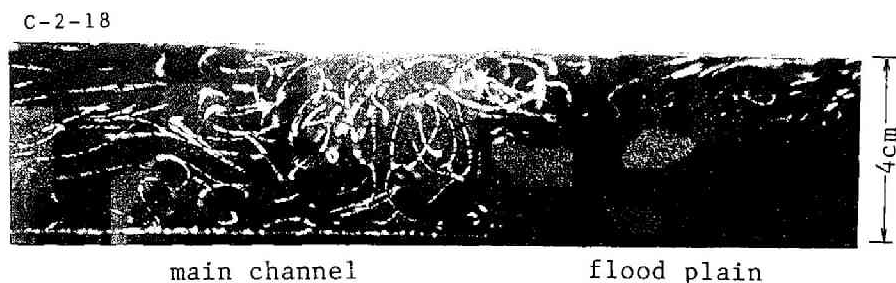


Photo. 2.9 Example photograph obtained by the neutral buoyant tracer method.

C-2-18

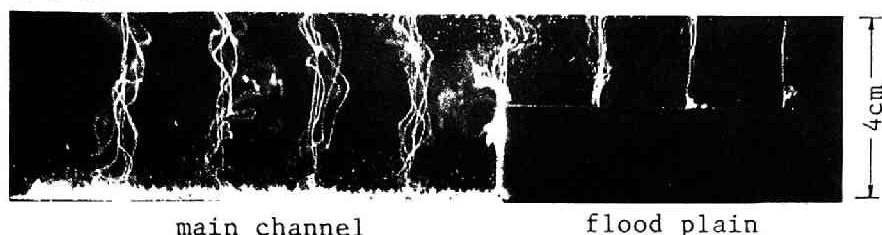


Photo. 2.10 Example photograph obtained by the hydrogen bubble method.

可視化例をPhoto. 2.9に示す。これは、2秒間のトレーサの挙動を移動撮影により捉えた結果であり、水深規模の縦渦が明瞭に認められる。これより、縦渦は円形であることが確認される。一枚の写真には、このような縦渦の発生前・発生後・消滅前・消滅後の様相が組み合わされて写し込まれており、これらの結果から渦の形成過程を知ることは出来ないが、ビデオ撮影の結果を観察すると、突然強い流れが発生して渦を形成した後、その渦が逆回転の渦を誘起し、やがて消滅するという過程を繰り返す。このような過程は間欠的に観察される。

Photo. 2.10 は横断面内に鉛直に設置した白金線より発生する水素気泡が形成するタイムラインを可視化した一例を示したものである。写真は、300mm の望遠レンズを用い、絞り $F=2.8$ 、露光時間 $1/30$ で時間間隔0.1秒毎に発生するタイムラインを撮影したものである。写真に示すように、タイムラインは横断方向に変形しており、縦渦が生じていることを明確に示している。低水路と高水敷の境界に設置した白金線より発生するタイムラインの形状を見ると、水面で高水敷側に凸、下部で低水路側に凸となっており、時計回りの縦渦の存在が知れるとともに、逆方向に回転する渦の存在が低水路側に認められる。

本方法は、流れを乱さずに横断面内の流況を直接捉えることが可能であり、流れの3次元構造を検討するのに非常に有用な方法であるため、横断面流況可視化法として以下の検討に採用した。なお、いずれの方法においても適用可能な水利条件の制約があるものの、十分発達した乱流状態の流れを対象とした検討は可能であり、流れの構造が検討可能である。

2.4.5 壁面せん断力分布計測法³⁴⁾

従来、開水路流れにおける壁面せん断力は、Shear plate を用いた直接測定法^{35) 36)}、あるいはPreston tube³⁷⁾ 等を用い、仮定した速度分布より壁面せん断力を算定する間接測定法により計測されており、例えば、Ghosh & Roy³⁸⁾ によりその分布形が得られている。本研究では、壁面せん断力分布の非一様性より流れの3次元構造を推定する方法で時間的・空間的に変動する流れを検討するため、瞬間的に壁面せん断分布を計測する必要がある。このため、水素気泡法により潤辺に沿った瞬間速度分布を計測し、間接的に壁面せん断力分布をとらえる方法を用いた。

壁面せん断力の間接測定では速度分布を仮定する必要がある。一般に、開水路流れの速度分布は乱流境界層における多層モデル³⁹⁾ が外部層を除いてほぼそのまま適用されることが多い。すなわち、内部層のリニア底層とバッファ層からなる粘性底層と対数則層とに区別された多層モデルである。本研究では、リニア底層内の速度分布式、 $U/U_\tau = U_\tau y / \nu$ を用いて壁面せん断力を算定した。ここに、 U : 速度、 U_τ : 摩擦速度、 y : 壁面からの鉛直距離、 ν : 動粘性係数である。以下に方法を示す。

Fig. 2.37に示すような装置の側壁および路床において、壁面より約0.3mm（本実験では $U_{xy}/\nu = 0.6 \sim 2.4$ ）にすきまゲージを用いて設置した直径0.05mmの白金線に0.05-0.10秒間隔で水素気泡を発生させた。形成されたタイムラインをスライド・プロジェクター（1000 W、タングステン電球）を用いてスリット状の照明を行い、35mmスチルカメラにより撮影を行った（絞り $F = 1.2 \sim 2.0$ 、露光時間 $T = 1/125$ 秒）。撮影されたタイムラインの間隔を、白金線自身の後流の影響が及ばない範囲（白金線直径の70倍以上⁴⁰⁾）で、デジタルタイザーを用いて測線に沿って1mm毎に読み取り、各点の瞬間速度 U_i を算定した後、壁面に立てた法線上の速度分布を直線的と仮定して壁面せん断力 τ_i を求めた。

$$\tau_i = \mu U_i / d \quad (\mu : \text{粘性係数}, d : \text{壁面からの距離}) \quad (2.23)$$

なお、 d の値は速度 U_i を評価した点での壁面からの距離であり、水素気泡の浮上等の影響により白金線の設置高さとは異なるため、潤辺 S に沿った τ_i の積分値が力のつりあいより得られる値 τ_0 。 $S = \rho g A I_0$ 。（ここに $\tau_0 = \rho g R I_0$ 、 ρ ：密度、 g ：重力加速度、 R ：径深、 A ：通水断面積、 I_0 ：エネルギー勾配）と一致するように d を決定した。

実験に用いた水路は、幅20cm、深さ15cm、長さ6mの一部アクリル樹脂製の木製直線水路内に、高さ2cm、幅12cmの高水敷を左岸側に設置し複断面としたものである。また、低水路法面の勾配 θ は 90° と 45° の2種としたが、 $\theta = 45^\circ$ の場合には計測断面上下流1m区間の法面はアクリル樹脂製であり、それ以外は木製とした。

Photo. 2.11は、低水路法面状に形成されたタイムラインを水平側方に設置したカメラにより撮影した一例を示したものである。 $\theta = 90^\circ$ の場合と $\theta = 45^\circ$ の場合を比較すると、 $\theta = 90^\circ$ の場合には低水路底面近傍（写真下側）に比し高水敷面側（写真上側）のタイムライン間隔が広がっているのに対し、 $\theta = 45^\circ$ の場合には低水路底面側が広くなり顕著な差異を示している。なお、高水敷上および低水路底面のタイムラインの θ の違いによる差は顕著には認められなかった。

Fig. 2.38 は各ケース約30枚撮影したタイムラインの間隔より算定した壁面せん断力の平均値 τ およびその変動成分 τ' を τ_0 で無次元化して示したものである。 $\theta = 90^\circ$ の場合、低水路法面を除くとほぼ一様な分布となっているが、低水路法面では法面下端より上方に単調増加して法面上端で最大となる分布をしている。この結果はPreston管を用いて計測されたMyers & Elsayw⁴¹⁾の結果と定性的に一致している。一方、 $\theta = 45^\circ$ の場合には、低水路法面を除くと $\theta = 90^\circ$ の場合と同様に一様な分布特性を示しているが、法面では下端付近で最大となり上方に向かって単調に減少している。このような結果を比較する複断面水路における

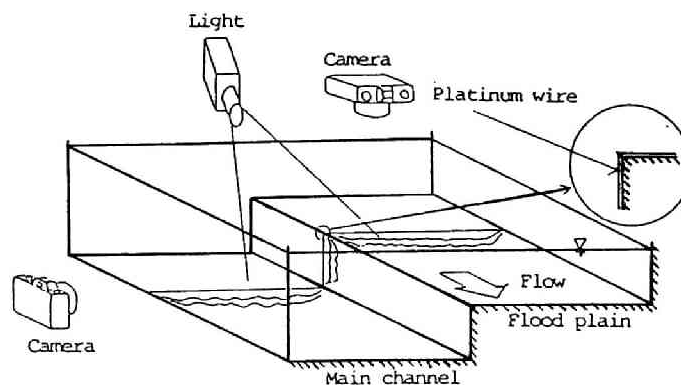


Fig. 2.37 Experimental set-up for boundary shear stress measurement.

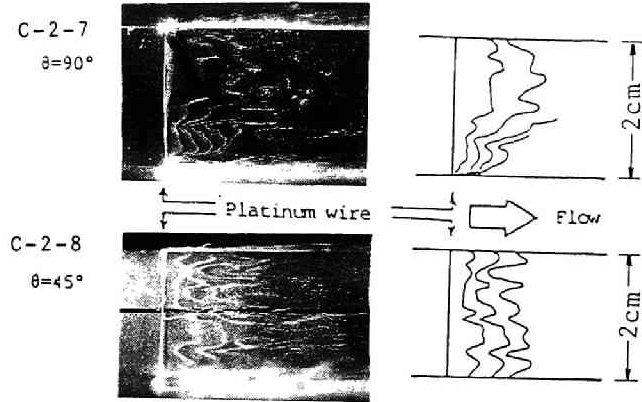


Photo. 2.11 Example photograph of time lines by the hydrogen bubble method.

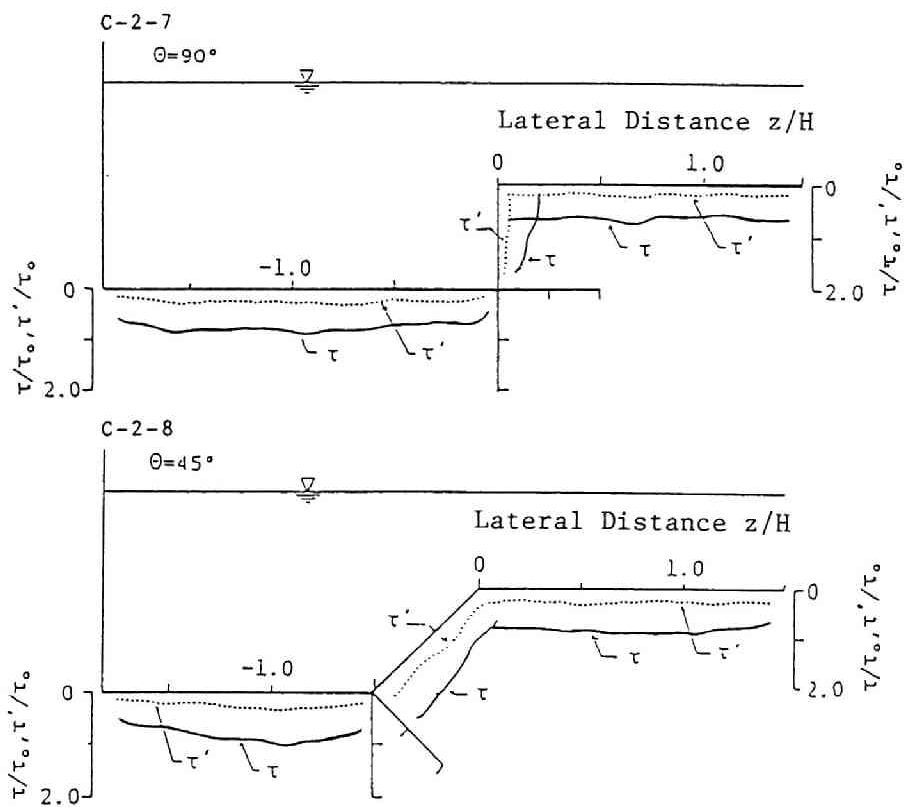


Fig. 2.38 Distribution of mean value and root mean square of fluctuation of boundary shear stress.

計測例は見当たらないが、Ghosh & Roy^{3,8)} が台形断面水路にて計測した側壁法面での分布形状（法面下方部に最大値が生じる分布）と定性的に一致しており本研究で用いた計測法の妥当性がうかがえる。

変動成分 τ' の分布について見ると、 τ とほぼ同様の分布特性を示しており τ のほぼ 0.2-0.3 倍程度の値となっている。なお、 τ' は τ の瞬間値の r , m , s であり、図では τ で無次元化して示している。

この手法は、速度分布の仮定等の点で定量性については若干疑問の余地が残されているが、定性的にはかなりの信頼性があると考えられる。

2.5 結 語

本章では、複断面流れの 3 次元構造を検討するために用いた LDV による速度計測法、乱流モデルによる計算法および流れの可視化法について述べるとともに、それらの適用性について検討した。

速度の 3 成分を同時に計測するために用いた速度ベクトル計測法を、従来の研究成果が多く得られている長方形断面水路に適用した結果と従来の研究成果を比較した結果、計測法の妥当性が確認された。また、2 次流が存在する 3 次元構造を有する流れの計算に用いられている代数応力モデルは、長方形断面水路流においては計測値と良好な一致を示し、その適用性が確認されたが、複断面流れについては定量性に問題は残るものの、2 次流の分布特性の検出には適用可能なことが知れた。

流れ場の情報が得られ、流れの構造を直感的に知ることが可能な流れの可視化法は、流れの 3 次元構造を検討するうえで非常に有用である。本章では、水面渦および瞬間速度の平面分布を可視化する方法、水平断面および縦断面流況を可視化する方法、横断面流況および壁面せん断力分布を可視化する本研究独自の方法について手法の有用性を示した。しかしながら、可視化手法あるいは用いるトレーサによって同一現象の異なった側面が可視化されるため、複数の方法による検討が必要である。例えば、横断面流況の可視化において、中立粒子トレーサ法では斜昇流とそれによって誘起される縦渦が可視化されるが、水素気泡法では斜昇流によって誘起される渦のみが可視化されるといった差異がある。また、トレーサを対象とする領域内に均等に配置することが困難であったり、水理条件（主に流速）に制約があるなどの問題が残る。このような問題があるものの、流れの瞬間構造および経時変化を直接見ることによって、平均化により失われる情報、とくに本研究で対象としている渦構造を解明するには流れの可視化法が必要であり、これらの方法により多くの知見が得られるとともに、流れの構造を直接見ることで現象の理解を促進することが知れた。

参考文献

- 1) 今本博健, 石垣泰輔: LDV による開水路流れの速度ベクトル計測について (1), 京大防災研年報, 第28号B-2, 1985, pp.471-486.
- 2) Laufer, J.: The Structure of Turbulence in Fully Developed Pipe Flow, NACA, TR-1174, 1954.
- 3) Grass, A.J.: Structural Features of turbulent Flow over Smooth and Rough Boundaries, J.F.M., 50, 1971, pp.233-255.
- 4) 今本博健, 浅野富夫: 開水路流れにおける乱れの普遍的特性について, 第19回水理講演会論文集, 1975, pp.161-166.
- 5) Kim, H.T., S.J. Kline and W.C. Reynolds: The Production of Turbulence near a Smooth Wall in

- a Turbulent Boundary Layer, J.F.M., 50, 1971, pp.133-160.
- 6) 例えば、小倉義光：大気乱流論、地人書館。
 - 7) 今本博健、浅野富夫、石垣泰輔、杉浦秀之：開水路流れにおける乱れのスペクトル特性について、京大防災研年報、第19号B-2、1976、pp.251-266。
 - 8) 今本博健、石垣泰輔、梶間厚邦：LDVによる開水路流れの速度ベクトル計測について(3)、京大防災研年報、第30号B-2、1987、pp.643-654。
 - 9) Nezu, I. and W. Rodi : Experimental Study on Secondary Currents in Open Channel Flow, Proc. of 21th IAHR Congress, Melbourne, Australia, Vol.2, 1985, pp.19-23.
 - 10) Naot, D. and W. Rodi: Calculation of secondary currents in channel flow, Jour. of Hydraulics Division, Proc. ASCE, Vol.108, 1982, pp.948-968.
 - 11) Launder, B.E. and D.B. Spalding : Mathematical Models of Turbulence, Academic Press, 1972
 - 12) Reynolds, W.C.: Computation of Turbulent Flows, Ann. Rev. J.F.M., Vol.8, 1976, pp.183-208.
 - 13) 谷 一郎編：流体力学の進歩「乱流」、第4章乱流の計算(大路通雄)、丸善、1980。
 - 14) Chen, C.J. and S.Y. Jaw : Present Status and Future Approach of Turbulence Modeling, Prov. of JSCE No.417 / II-13 (Hydraulic and Sanitary Eng.), pp.1-20. 1990
 - 15) Rodi, W. : Turbulence Models and their Application in Hydraulics, IAHR, 1970.
 - 16) Launder, B.E. and W.M. Ying : Prediction of flow and heat transfer in ducts of square cross-section, Proc. Instn. Mech. Engrs, Vol.187, 1973, pp. 455-461.
 - 17) Yoshizawa, A. : Statistical analysis of the deviation of Reynolds stress from its eddy viscosity representation, Phys. Fluids, 27, 1984, 1377.
 - 18) Speziale, C.G. : On nonlinear k- ϵ and k- ϵ models of turbulence, Journal of Fluid Mechanics Vol.178, 1987, pp.459-475.
 - 19) 河原能久、玉井信行：複断面河道流れに及ぼす横断面形状の影響、第20回乱流シンポジウム講演論文集 1988, pp.18-24.
 - 20) Larsson, R. : Numerical Simulation of Flow in Compound Channels, Proc. of 3rd Intl Symp. on Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements, 1988, pp.537-544.
 - 21) Shiono, K. and B. Lin : Three dimensional numerical models for two stage open channel flows, HYDROCOMP '92, 1992, pp.123-130.
 - 22) 今本博健、石垣泰輔、塩野耕二：複断面開水路流れの水理特性について(6)、京大防災研年報、第35号 B-2, 1992, pp.349-364.
 - 23) Patanker, S.V. : Numerical Heat Transfer and Fluid Flow (1984 水谷・香月 共訳：コンピュータによる熱移動と流れの数値解析)、森北出版、1970.
 - 24) Tietjens, O. : Stromungslehre, Zweiter Band, Springer-Verlag, p.113, 1970.
 - 25) Sellin, R.H.J. : A laboratory investigation into the interaction between the flow in the channel of a river and that over flood plain, La Houille Blanche, No.7, 1964,
 - 26) Cameron, H.L. : Measurement of water current velocities by Parallax Method, Photogrammetric Engineering 18, 1952.
 - 27) 今本博健・石垣泰輔・西田 雅：台形断面開水路流れの水理特性について、京大防災研年報、第32号 B-2, 1989, p.935-949.
 - 28) 1)を参照。
 - 29) 1)を参照。
 - 30) 今本博健、石垣泰輔、木下聖司：複断面開水路流れの水理特性について(2)、京大防災研年報、第27号 B-2, 1984, pp.433-444.
 - 31) 今本博健、石垣泰輔：複断面開水路流れにおける中規模渦の形成過程に関する研究、第29回水理講演会 論文集、1985、pp.833-838.
 - 32) 今本博健、石垣泰輔、福井淳太：複断面開水路流れの水理特性について(3)、京大防災研年報、第28号 B-2, 1985, p.487-498.
 - 33) 27)を参照。
 - 34) 今本博健、石垣泰輔：開水路流れの壁面せん断力分布と縦渦に関する実験的検討(1)、京大防災研年報、

- 第26号B-2, 1983, pp.477-487.
- 35) 余越正一郎, 角屋 睦: Wall Shearの直接測定—緩こう配流れに関する研究(2), 京大防災研年報, 第7号, 1964, pp.311-314.
 - 36) 勝井秀博, 花村哲也, 田村滋美: 開水路における底面摩擦の直接測定について, 第32回土木学会年次学術講演会概要集, 1977, pp.382-383.
 - 37) Preston, J.H.: The determination of turbulent skin friction by means of Pitot Tubes, Jour. Royal Aeronautical Society, Vol.58, 1954.
 - 38) Ghosh, S.N. and N.Roy: Boundary shear distribution in open channel flow, Jour. Hydraulics Div., ASCE, Vol.96, No.HY4, 1970, pp.967-994.
 - 39) Bradshaw, P.: Turbulence, Springer-Verlag, 1976.
 - 40) 浅沼 強編: 流れの可視化ハンドブック, 朝倉書店, 1977, pp.274-275.
 - 41) Myers, R.C. and M.Elsawy: Boundary shear in channel with flood plain, ASCE, Vol.101, HY7, 1975, pp.933-946.

第3章 低水路流れと高水路流れの相互干渉に関する研究

3.1 概 説

第1章で示したように、複断面開水路流れでは低水路流れと高水路流れの相互干渉のため、水位・流量関係、速度分布、境界部の流れの構造などが複雑な様相を呈し、現象の解明に不明な点を残している。これらの検討対象は、流れの相互干渉に起因する現象であり、従来数多くの研究がなされているが、相互干渉そのものを取り扱った研究は少ない。ここでは、流れの相互干渉そのものを流れの可視化法を用いて検討し、現象の解明を行う。

流れの水面流況、水平・縦断・横断面流況を捉え、その3次元構造を検討するとともに、境界部の混合現象に着目した解析結果より混合機構を探る。また、複断面流れの境界部と同様に速度差のある流れが混合する2次元混合層流れとの比較検討を行い、両者の流れの相似性について検討する。

3.2 水面流況による検討

水面流況については、Sellin¹⁾、玉井・河原²⁾などによって境界部の水面渦の検討がされている。ここでは、境界部の水面渦の可視化結果とカメロン効果を利用して得られる瞬間速度の平面分布から流れの構造について検討する。なお、可視化法は第2章で述べた方法を用いている。

3.2.1 境界部における水面渦の特性³⁾

境界部における流体の混合は、低水路流れと高水敷上流れの速度差に起因するものであり、境界部の水面流況を移動撮影すると、Photo. 3.1のような渦が可視化される。これは表面に散布したアルミ粉末で着色したおが屑を、低水路流れと高水路流れの表面流速の平均値で移動する台車に設置した35mmスチルカメラにて撮影したものである。写真上部が高水路、下部が低水路であり、渦は低水路に少し入った位置で流下方向に連なって観察される。これらの渦は2次元混合層流れについてBrown & Roshko⁴⁾が示したものと類似しており、流下方向に渦列が形成されている。ただし、2次元混合層流れで観察される渦のスケールが流下するにつれて大きくなるのに対し、ここに示した境界部の渦のスケールは流下方向には変化せず平衡状態にあると言える。

ここでは、このような渦列を、幅1m、長さ16mの水路内に幅40cm、高さ6cmの木製の高水敷を設置した複断面水路を用い、Table 3.1に示すように低水路法面勾配 θ を変化させて行った実験結果を用いた検討を行う。Photo. 3.1に見られるように、渦は流下方向に連なって観察され、隣り合う渦の中心の流下方向距離を間隔 L_x として写真より読み取り、高水路水深 $H-h$ で基準化して示すとFig. 3.1のようになる。図は、きざみ幅を $H-h$ とし、計測された L_x をきざみ幅毎に分類して得られる度数分布を表したものであり、いず

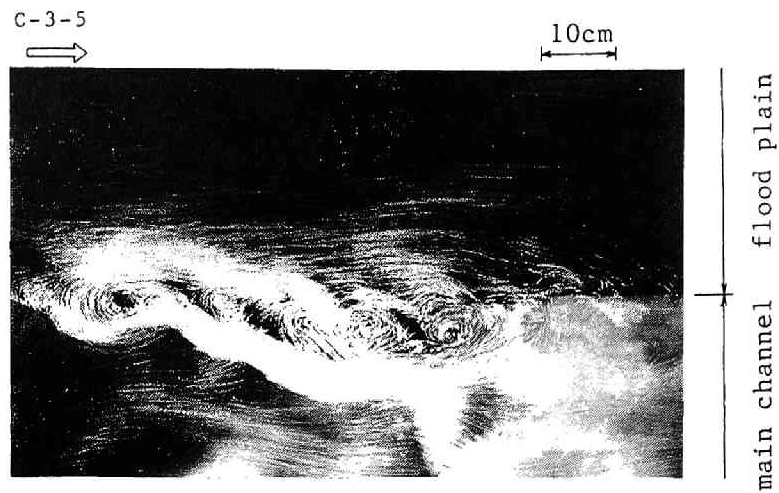


Photo. 3.1 Vortexes on the water surface in the mixing zone obtained by a camera moving at the same speed of the mean velocity in the zone.

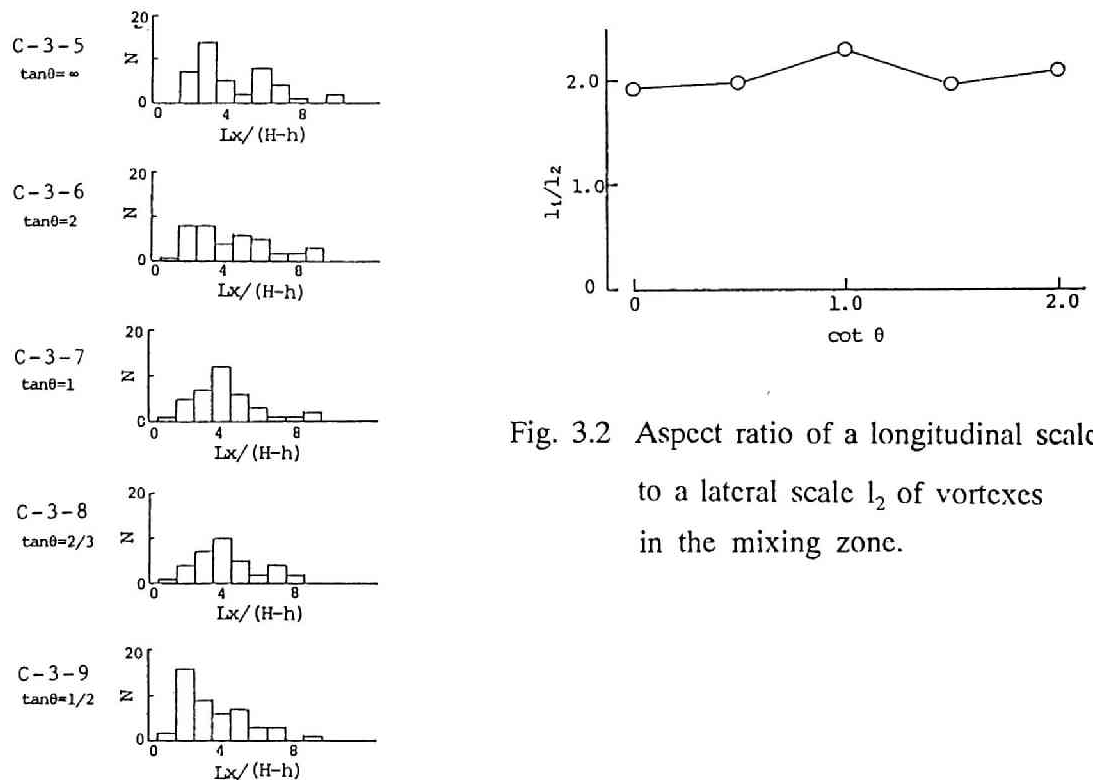


Fig. 3.2 Aspect ratio of a longitudinal scale l_1 to a lateral scale l_2 of vortexes in the mixing zone.

Fig. 3.1 Frequency distribution of the vortex spacing.

れのケースの結果もピーク位置が偏った分布をしているとともに、 L_x は θ に関係なく高水路水深の2～4倍程度の範囲に集中している。また、個々の渦の形状はPhoto. 3.1に見られるように流下方向に長軸を有する楕円形をしており、その大きさを長軸と短軸とで表されるとして解析すると、Fig. 3.2 に示すように、長軸 1_1 （流下方向）が短軸 1_2 （横断方向）の2倍程度となり、その比は低水路法面勾配に関係なくほぼ一定である。

以上の結果より、水面渦が流下方向に渦列を形成することが知れたが、これは低水路流れと高水路流れが間欠的に混合されることを意味している。しかしながら、境界部には斜昇流による3次元的な混合と2次元的な水平混合が存在することが従来の研究成果から推定され、ここに示した結果との関連が不明確であることと、第2章でも述べたが、移動撮影による結果がカメラの移動速度に大きく依存するために、撮影された写真が示す特性の定量的評価には問題が残ることなどから、ここで示した結果は混合現象の特性の一面が定性的に捉えられたものであることに注意する必要がある。

Table 3.1 Hydraulic conditions.

Case	Slope	Discharge	Channel width	Water depth	Flood plain width	Flood plain height	Reynolds number	Froude number
	I	Q (l/sec)	B (cm)	H (cm)	b (cm)	h (cm)	Re	Fr
C-3-1	1/ 400	5.533	40.0	3.97	16.2	2.0	9425	0.86
C-3-2	1/ 389	5.712	40.0	4.00	16.6	2.1	9962	0.92
C-3-3	1/ 400	1.399	20.0	4.01	12.0	2.0	6100	0.57
C-3-4	1/ 400	1.340	20.0	4.04	12.0	2.0	6100	0.59
C-3-5	1/ 990	24.500	100.0	9.33	40.0	6.0	22300	0.47
C-3-6	1/1020	24.500	100.0	9.35	40.0	6.0	22100	0.47
C-3-7	1/1030	24.500	100.0	9.35	40.0	6.0	22400	0.48
C-3-8	1/1030	24.500	100.0	9.36	40.0	6.0	22900	0.48
C-3-9	1/1000	24.500	100.0	9.34	40.0	6.0	22000	0.50
C-3-10	1/ 800	1.350	39.0	3.97	12.0	2.0	3630	0.16
C-3-11	1/ 800	1.370	39.0	3.98	12.0	2.0	3620	0.16
C-3-12	1/1000	24.500	100.0	9.30	40.0	6.0	22300	0.47
C-3-13	1/1000	0.920	40.0	2.50	12.0	2.0	1750	0.36
C-3-14	1/1000	1.450	40.0	3.00	12.0	2.0	2690	0.37
C-3-15	1/1000	3.030	40.0	4.00	12.0	2.0	5410	0.43
C-3-16	1/1000	5.450	40.0	5.00	12.0	2.0	9350	0.51

3.2.2 瞬間速度の平面分布⁶⁾

カメロン効果を利用した撮影法により自由水面における瞬間速度平均分布の可視化結果を示す。方法は、アルミニウム粉末を塗布したおがくずを自由水面に一様に散布し、上方2.1mの高さに設置した2台の35mmスチルカメラの撮影間隔を30msに設定して露光時間1/500秒で撮影するものである。なお、実験に用いた水路は40cm、深さ20cm、長さ13mの亚克力製直線水路であり、水理条件をTable 3.1に示す。

Photo. 3.2はカメロン撮影例であり、これらの2枚1組の写真を実体視すると速度の差が高低差として可視化され、瞬間速度の平面分布が得られる。Fig. 3.3は可視化された瞬間速度の平面分布を示したものである。図より、低水路法面勾配 $\theta = 90^\circ$ あるいは $\theta = 45^\circ$ のいずれの場合にも低水路内は高速、高水路内は低速であるが、 $\theta = 90^\circ$ に比し $\theta = 45^\circ$ の場合に低水路と高水路の流速差が小さくなっていることが認められる。また、低水路と高水路の境界付近に見られる島状に並んだ低速部、すなわち、斜昇流の水面への到達位置に相当すると考えられる部分を見ると、 $\theta = 90^\circ$ の方がより顕著に存在が認められるとともに、その流下方向間隔も小さく $\theta = 45^\circ$ に比しやや低水路側に位置している。

流れの内部構造との関係を考慮すると、低速部は下方より流体が上昇して水面に達した位置に相当し、高速部は下方への流体の沈み込む位置に相当すると考えられる。したがって、低水路と高水路の境界近傍では低速部が斜昇流の上昇位置に相当し、高速部が斜昇流により誘起された渦の下降位置に相当すると考えられる。Fig. 3.4は、高速部を連ねた峯線および低速部を連ねた谷線の発生位置の頻度分布を示したものでありこの結果より自由水面近傍の流体の挙動を推定することが出来る。なお、発生位置は18組の写真を実体視して60ヶ所の横断測線上において計測した結果である。図より、いずれのケースにおいても谷線は高水数端よりやや低水路側に生起する頻度が高く、峯線は高水数端を挟んで高水路側に発生している。 $\theta = 90^\circ$ の場合と $\theta = 45^\circ$ の場合を比較すると、 $\theta = 45^\circ$ の方が谷線の発生位置がやや高水数側による傾向が見られ、斜昇流の向きが高水数先端法面の形状に影響されていることが推定される。

得られた結果の多くは上記した境界部に低速部が顕著に見られるものであるが、詳細に観察すると、低水路の高速流体が高水数に乗り上げて広がる様子が観察された。これは、福岡ら⁶⁾が指摘した大規模渦に相当するものと考えられる。そのような現象が観察された1組の写真を航空写真の図化を専門とする技術者に依頼し、流下方向速度のコンター図を描いた結果がFig. 3.5である。図では、低水路内の主流部、高水数上の低速部および境界部の局所的低速部に模様をつけて示している。境界部付近を混合域と呼ぶと、混合域では高水数上の低速流体と低水路の高速流体が横断方向に混合するスケールの大きな現象と、低水路内に少し入った位置で縦断方向に並ぶ局所的低速部の存在が見られる。この結果が水面におけるものであることを考慮すると、前述したように局所的低速部は下方より斜昇流により輸送された低速流体が水面に達したことを示すものと考えられる。この結果より、混合域では2種の混合機構が存在することが推測されるが、詳細は混合現象を直接捉えることが可能な横断面流況の可視化結果で検討する必要がある。

3.3 水平および縦断面流況による検討

撮影は、水路上流端で注入したトレーサをレーザー光で照明し、35mmスチルカメラを固定して用いる固定撮影と、移動する台車上に設置したカメラを用いる移動撮影を行っている。なお、撮影条件は、固定撮影の場合は絞り $F = 1.2$ 、露光時間 $T = 1/15$ 秒とし、移動撮影の場合は $F = 1.2$ 、 $T = 1/4$ 秒としている。なお、LLSを水平および縦断面に設定することにより各断面の流況を捉えている。また、流速とともに流向を知るため、レーザー光源から出るビームを開口部を設けた回転板にて遮断することによりストロボ状とする装置を取りつけている。水理条件は、Table 3.1に示している。

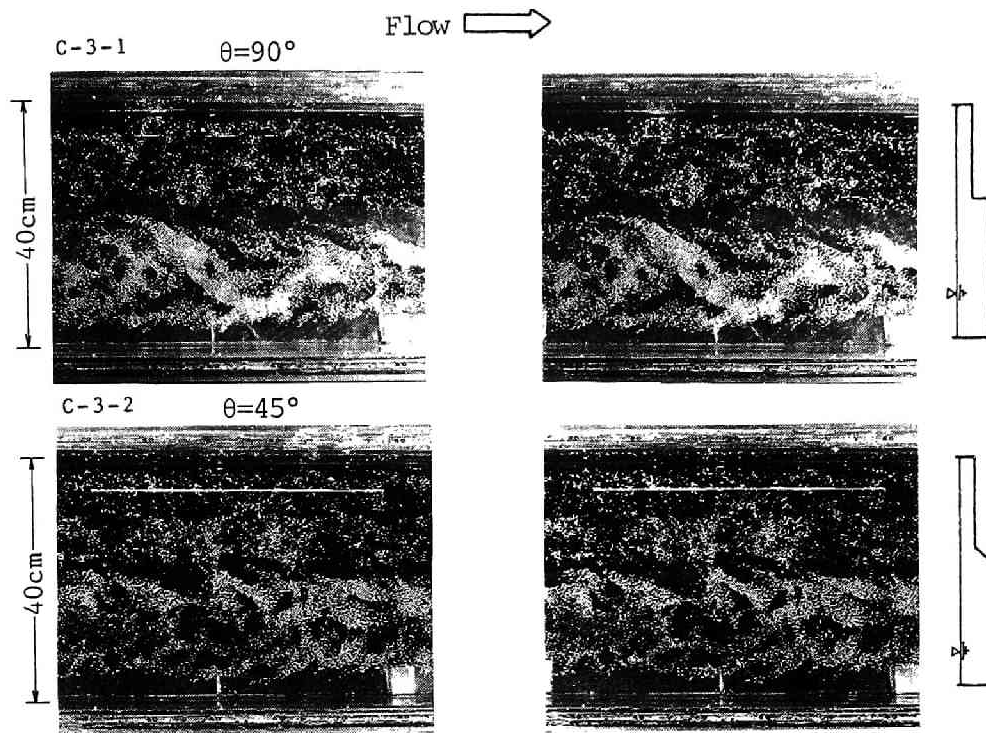


Photo. 3.2 Two pairs of photographs of a flow on the water surface by Cameron's parallax method.

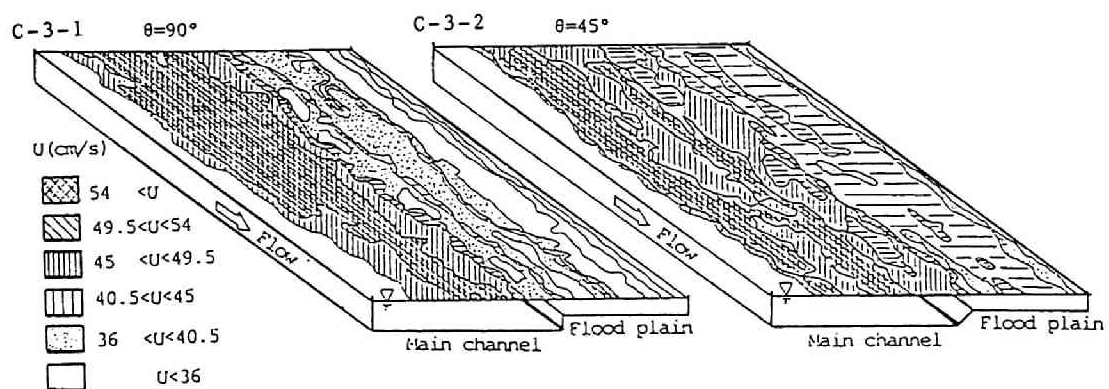


Fig. 3.3 Distributions of instantaneous velocity on the water surface.

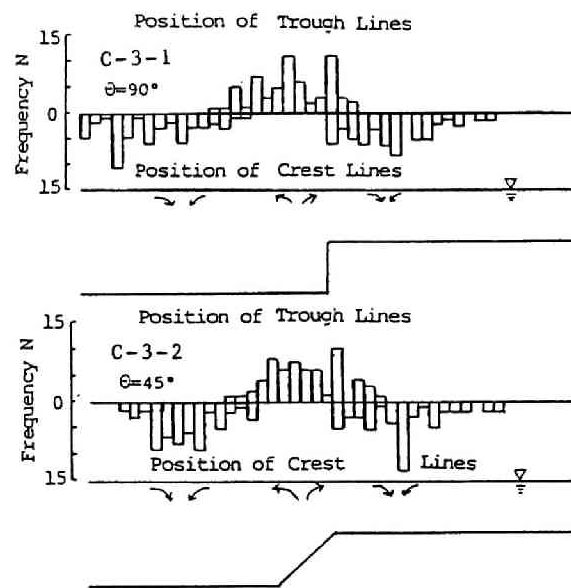


Fig. 3.4 Lateral distribution of frequency N of the position of trough and crest lines.

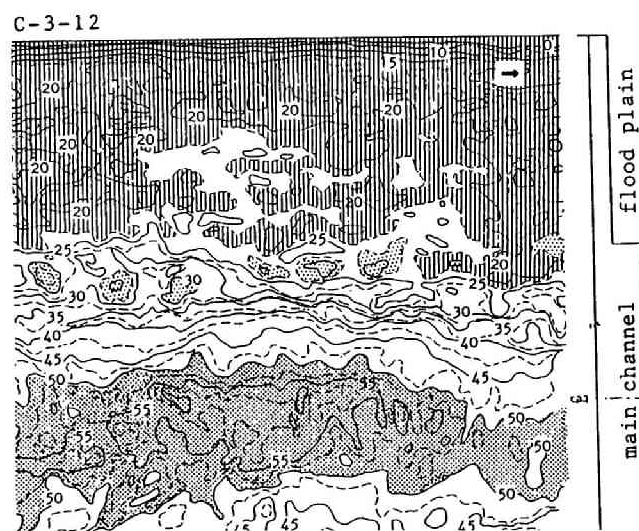


Fig. 3.5 Distribution of instantaneous velocity on the water surface.

3.3.1 水平断面流況 ⁷⁾

Photo.3.3 は、断面平均流速に相当する速度で移動撮影を行った例を示したものであり、自由水面近傍（写真上段、路床より3.5~3.8cm）および高水敷直上（写真下段路床より2.3~2.6cm）の水平断面における結果を示している。写真を見るとトレーサのパスラインは長い線と短い線で構成されて写っている。これは前述した回転板の開口部幅を変化させて作ったストロボ光によって得られ、長い線と短い線の間隔が約1/45秒、長い線の間隔が約1/15秒となっている。ここで示した撮影条件では3~4組の長・短線が存在すれば露光時間内に対象とする層内に粒子が存在していたことになる。また、トレーサの移動方向は長い線より短い線の方である。

いずれの写真においても、低水路中央および高水路中央では比較的流れは一樣であるが、高水敷先端近傍および低水路側壁近傍では複雑な動きをしており、発散、集中、回転などの流体の挙動がうかがわれる。また、これらの領域では、パスラインの長・短線の構成組数が露光時間内の所定数より少ないものが多く、粒子の撮影対象層外への移動あるいは層外よりの侵入があり、流体の出入りが推定される。

撮影したネガフィルムより水路全幅20cm×流下方向30cmの範囲に存在する粒子のパスラインを読み取り、流向が判別可能なものについては矢印を付して示したものがFig.3.6 である。流れは図に向かって左より右であるが、移動撮影を行っているため、台車の移動速度より遅い粒子は左向き、速い粒子は右向きとなっている。低水路法面勾配 $\theta=90^\circ$ の水面近傍（図中上段左）の結果を見ると、境界部では非常に複雑であり、境界に沿って島状に存在する渦（例えば図の中央線左側）とその下流側に流出点状の運動が見られる。これは、斜昇流のなかでもボイル状の強いものが水面に達し、押しのけられた流体が低水路の速い流れに引き込まれて行く過程を示すものと考えられる。また、低水路から高水路あるいはその逆方向の挙動が境界線付近で見られ、流体混合が行われていることを示している。一方、高水敷直上の結果（図中下段左）では、高水路内の流体は低水路の流れに引き込まれ、境界線の低水路側で渦を形成しているのが確認される（図中央、境界線下方）。これらの流体の挙動は $\theta=45^\circ$ の場合にも見られ、現象そのものの存在は高水敷先端形状による差異はないと言える。

つぎに、固定撮影の結果を用いて検討する。Fig.3.7 は $\theta=90^\circ$ の高水敷直上における撮影結果と、それより得られる速度ベクトル分布を示したものである。ネガフィルムより長い線と短い線で構成される一組の粒子のパスラインを読み取り、その間隔を用いて速度ベクトルを算定したものがFig.3.7(a)であり、図で約1mmが5cm/sの速度に相当する。また、読み取ったすべての粒子の流下方向平均速度24.3cm/sで移動する座標系より見た速度ベクトルはFig.3.7(b)のように表される。図より、固定撮影結果からもFig.3.6と同様な流体の挙動が認められる。(b)の図中に実線で囲んだ範囲（境界線を挟んだ両側4cm×流下方向12cm）を1cm間隔の格子点における速度ベクトルに変換し、(b)と同じ移動座標系から見たものが(c)であり、この結果を用い流下方向速度 u および横断方向速度 w （高水敷側へ向かう方向を正）の分布状況を等速度線で示したものが(d)および(e)である。(c)ではA点を中心とする渦構造が見られ、高水敷上の流体が低水路に引き込まれている。また、(d)において境界線上を流下方向に見ると、速い部分と遅い部分が交互に現われるとともに、(c)で示したA点に相当する(e)のB点付近では低水路と高水路の流体の混合が行われていることが知れる。

3.3.2 縦断面流況 ³⁾

境界部の低水路側の縦断面（高水敷端より0.3cmの範囲）における移動撮影ではPhoto.3.4のような結果が得られ、路床より水面まで達するような水深規模の流体の動きが見られる。

水平断面と同様に固定撮影結果より速度ベクトルを評価したものがFig.3.8 である。図中の写真中央付近

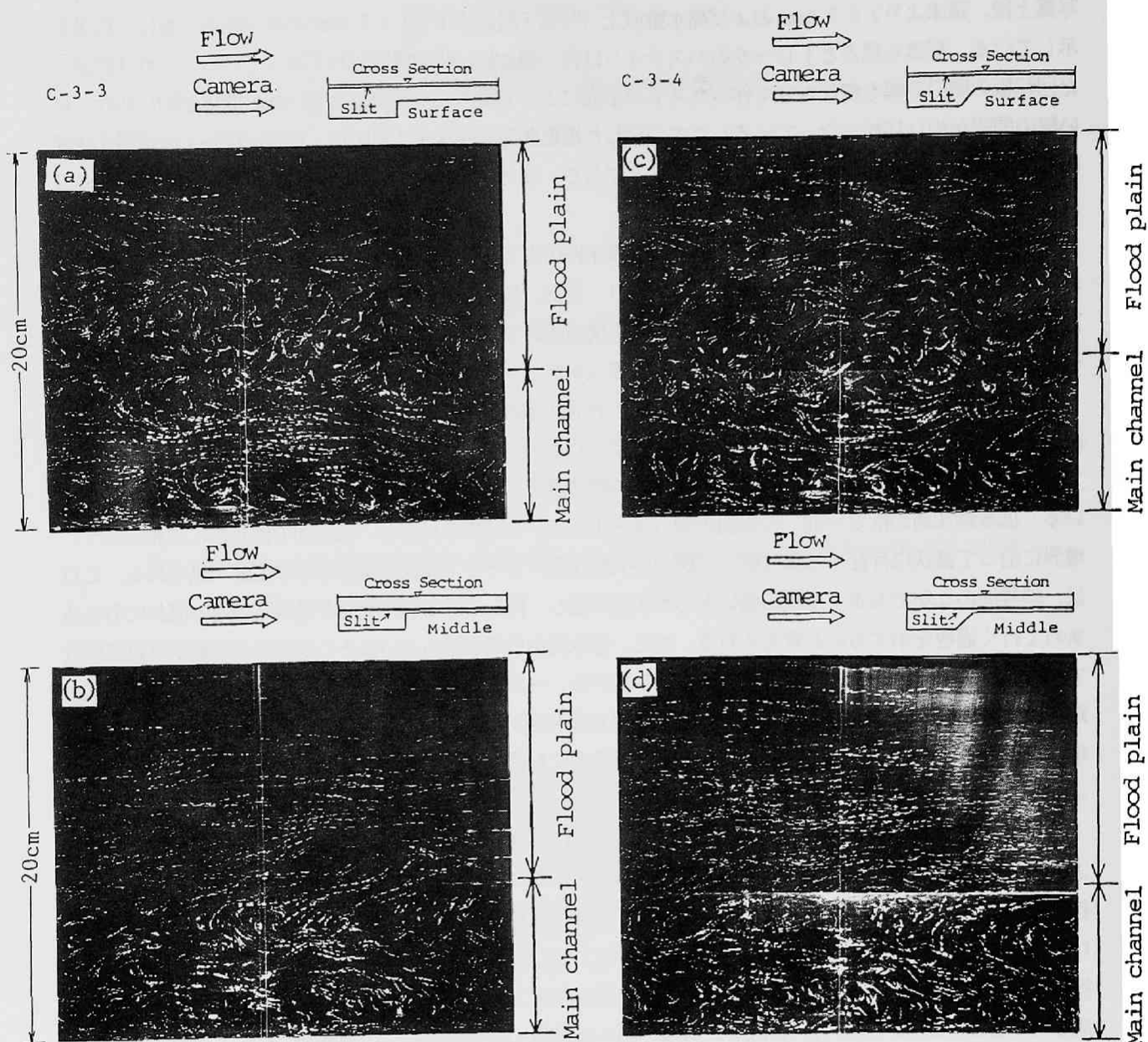


Photo. 3.3 Example photographs of pass lines of neutral buoyant tracers in a horizontal section obtained by a moving shot. Figures (a) and (c) are those near the water surface and (b) and (d) are just above the flood plain.

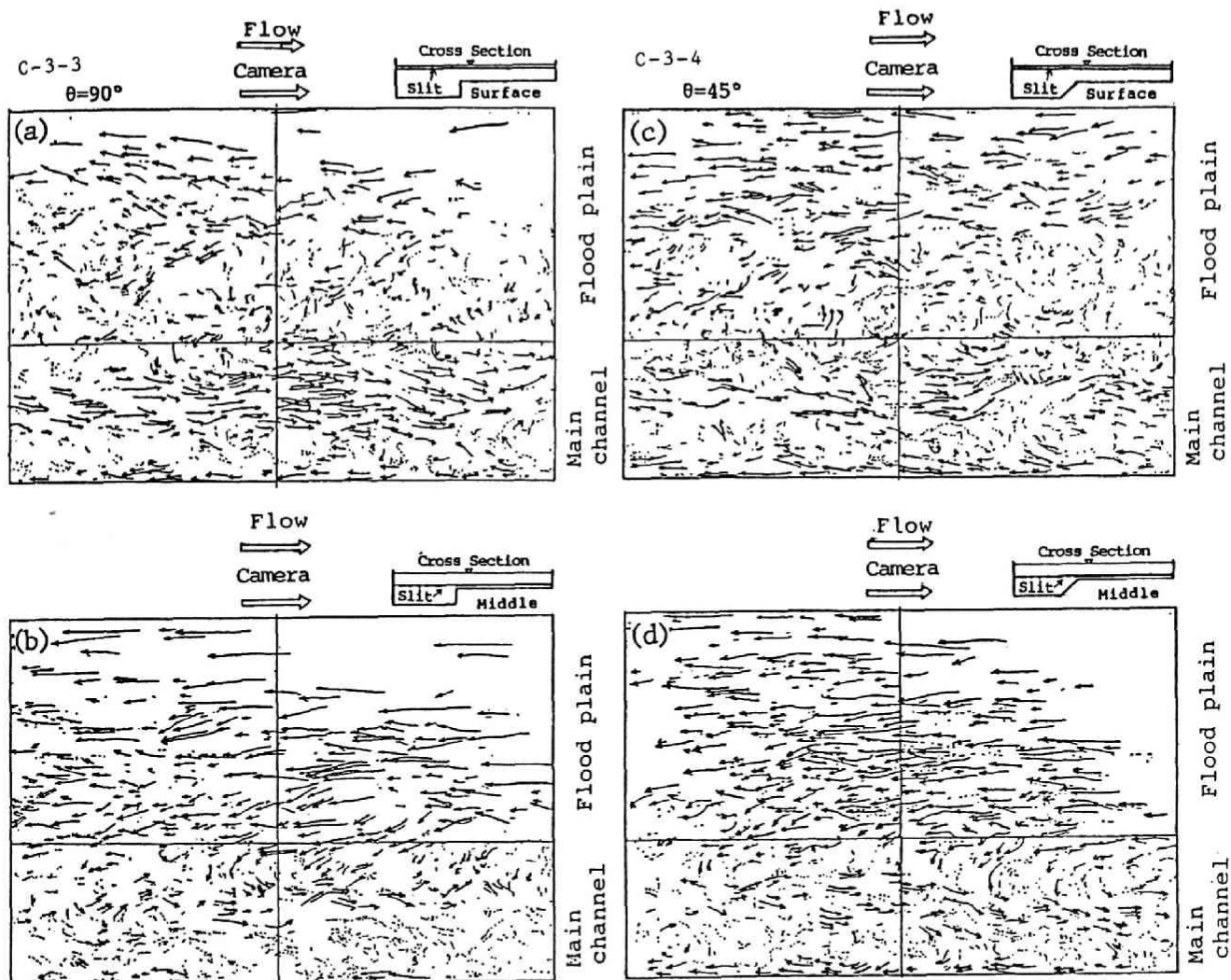


Fig. 3.6 Pass lines of neutral buoyant tracers viewed by an observer moving at a speed equivalent to the discharge velocity. Figures (a) and (c) are those in a horizontal section near the water surface and (b) and (d) are just above the flood plain.

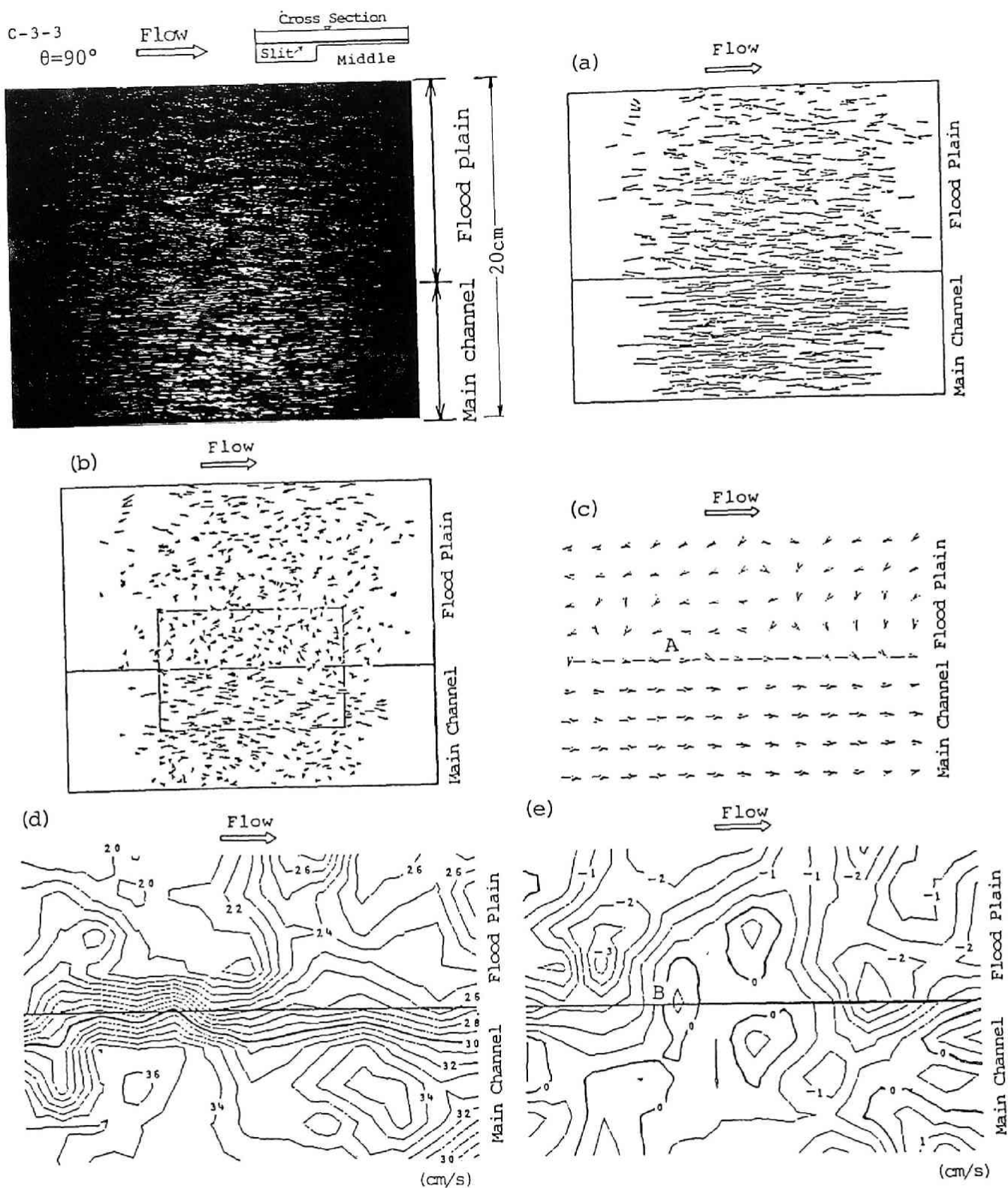


Fig. 3.7 Distribution of velocity vectors in a horizontal section. (a);original velocity vectors, (b);velocity vectors viewed by an observer moving at the speed equivalent to the mean velocity calculated by all tracers, (c);velocity vectors at nodal points in the filed marked in figure(b), (d);contour of longitudinal velocity component u , (e);contour of lateral velocity component w .

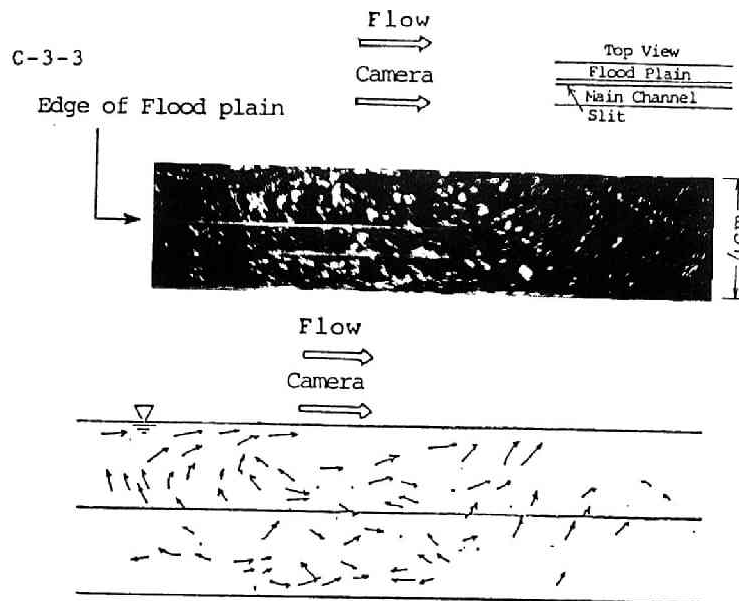


Photo. 3.4 Example photograph of pass lines of neutral buoyant tracers in a vertical section obtained by a moving shot.

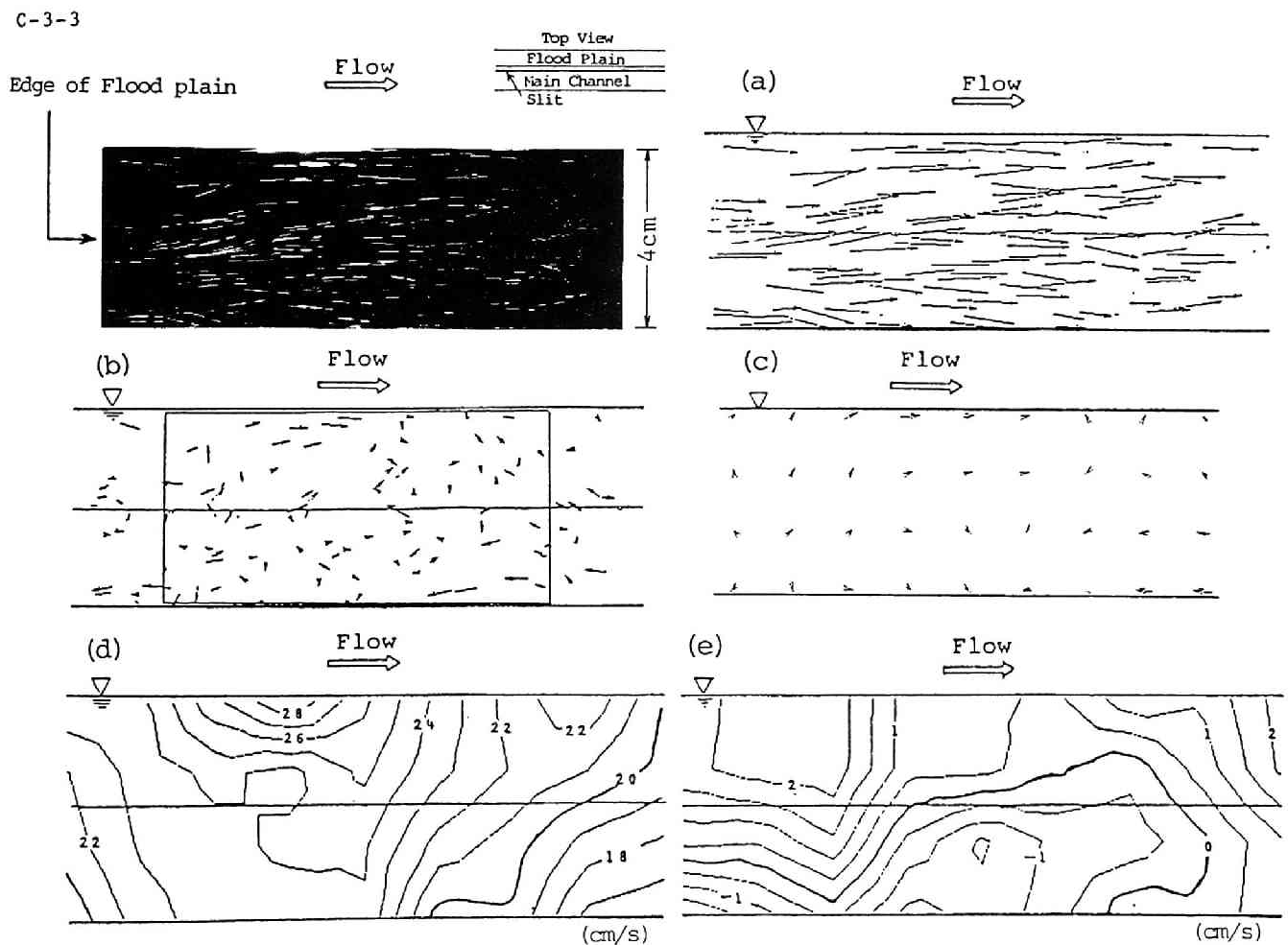


Fig. 3.8 Distribution of velocity vectors in a vertical section. (a)-(d); see the caption of Fig. 3.7, (e); contour of vertical velocity component v .

に高水敷先端より水面に向かう斜昇流が捉えられている。この上昇角度は約 15° であり、他の撮影結果でもほぼ同様の値であった。また、高水敷高さ以下を見ると、上方に向かう粒子と下方に向かう粒子があり、低水路隅角部へ向かう流れの存在が確認される。Fig. 3.7と同様に固定座標系での速度ベクトル、移動座標系での速度ベクトルと格子点における速度ベクトルは(a), (b), (c)であり、 u と鉛直方向成分 v の等速度線は(d), (e)のようになる。(d)において自由水面近傍を見ると、流下方向に高速部、低速部が交互に配列されており、(a)の結果を考慮すると下流側の低速部は斜昇流が水面に達した部分と考えられる。また、(e)と(a)を見ると、 v が負の部分の境界に沿って斜昇流が上昇し、下流側の流体を下方へ、上流側の流体を上方へ押しやるものと考えられる。

以上示した水平および縦断面流況の可視化結果より、斜昇流の存在および高水路底面付近の流体が低水路に引き込まれて行く流れの存在が確認された。これより、高水敷先端近傍において高水路内の流体と低水路路床付近より上方に向かう流れが混合して渦を形成しつつ上昇し、水面に達して発散し、押しのけられた流体が低水路の流れと境界で渦を形成するという斜昇流の形成およびそれに伴う渦の形成過程が考えられる。しかしながら、高水路底面付近の低水路に向かう流れは、福岡ら⁶⁾が指摘した大規模渦の高水路から低水路に向かう流れに相当するものとも考えられ、2種の流体運動を区別した取扱いが必要であるが、ここに示した結果ではこれらを分離して検討することは困難である。この問題については横断面流況による検討で取り扱うこととする。

3.4 横断面流況による検討⁶⁾

ここで用いた流れの可視化法は、横断面内の流況を直接に、しかも流れに擾乱を与えることなく可視化する方法であり、詳細については第2章に示しており、ここでは概略を述べる。

実験は、長さ13m、幅39cm、深さ19.5cmの亚克力樹脂性直線水路内に、高さ2.0cm、幅12.0cmの高水敷を左岸側に設置して作られた複断面水路を用い、以下の2種の水理条件を対象に行った。すなわち、低水路法面勾配 $\theta=90^\circ$ のケースは、水深3.97cm、流量1.35ℓ/s、断面平均流速 $U_m=10.3\text{cm/s}$ 、レイノルズ数 $Re=U_m R/\nu=3630$ 、フルード数 $Fr=U_m/\sqrt{gR}=0.16$ であり、 $\theta=45^\circ$ の水理条件は、水深3.98cm、流量1.37ℓ/s、 $U_m=10.3\text{cm/s}$ 、 $Re=3620$ 、 $Fr=0.16$ である。

3.4.1 水素気泡法による検討

Photo. 3.5は横断面内に鉛直に設置した白金線より発生する水素気泡が形成するタイムラインを可視化した一例を示したものである。これは、水路下流端に設置した観測窓を通し、スリット状の光により照明された流れの横断面内における水素気泡の挙動を、35mmスチルカメラにより撮影する方法¹⁾で得られたものである。なお写真は、300mmの望遠レンズを用い、絞り $F=2.8$ 、露光時間 $1/30$ で時間間隔0.1秒毎に発生するタイムラインを撮影したものである。写真に示すように、タイムラインは横断方向に変形しており、縦渦が生じていることを明確に示している。低水路と高水敷の境界に設置した白金線より発生するタイムラインの形状を見ると、水面で高水敷側に凸、下部で低水路側に凸となっており、時計回りの縦渦の存在が知れるとともに、逆方向に回転する渦の存在が低水路側に認められる。これは、高水敷先端付近に発生した斜昇流が縦渦を形成する瞬間を捉えたものであって、両ケースともに境界の白金線から発生したタイムラインが、水面側で高水敷へ、底面側で低水路へ偏位しているのが明確に確認される。以上の結果が示すように、境界部では斜昇流の発生とともに、縦渦が形成される。

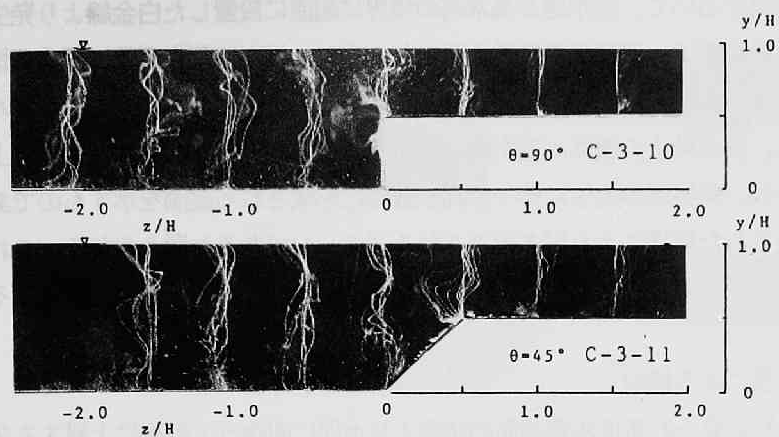


Photo. 3.5 Example photographs of time lines of hydrogen bubbles in a cross section.

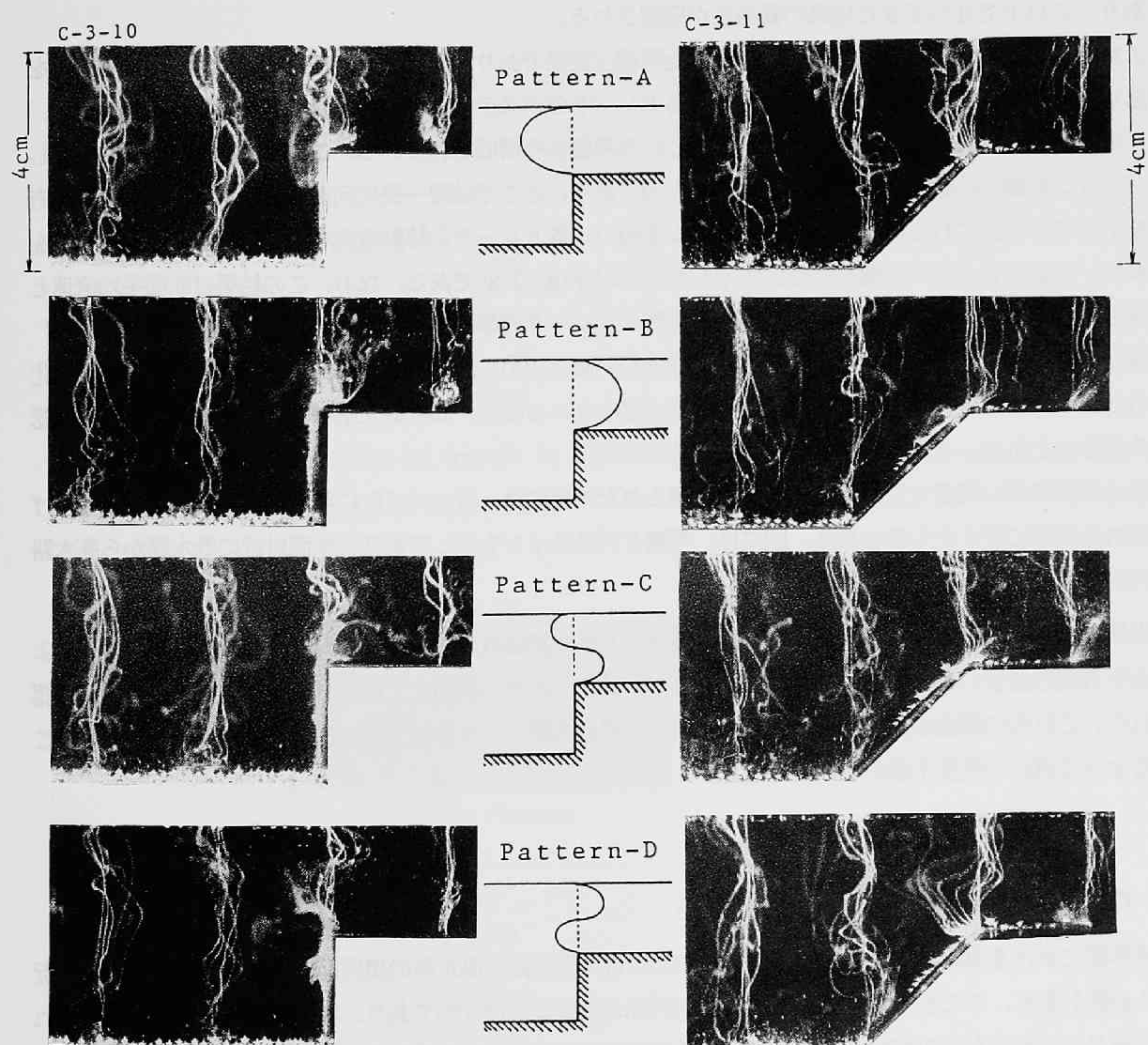


Photo. 3.6 Typical four patterns of time lines obtained by the hydrogen bubble method.

Photo. 3.5に示した結果において、低水路と高水路の境界に鉛直に設置した白金線より発生する水素気泡が形成するタイムラインの挙動は、斜昇流の特性を示すとともに、流水の混合現象に関する情報を与えるものである。このタイムラインの形状変化を、ビデオ画像で観察すると、Photo.3.6 に示す4パターンに分類することができる。Aは、高水数上の流体が低水路に向かうものであり、Bの高水数に乗り上げる流れを補うものと考えられる。Dは、斜昇流の発生に伴って高水数側に形成される縦渦を示すものであり、Cは斜昇流により低水路側に形成された縦渦により引き起こされるパターンであると考えられる。これらのタイムラインのパターンは、 $\theta = 90^\circ$ および $\theta = 45^\circ$ のいずれの場合にも認められ、時間的に変動する。

3.4.2 中立粒子トレーサ法による検討

本研究では、Photo.3.7に見られる低水路法面の法肩より水面に向かって斜めに上昇する2次流を今本・久下⁹⁾にしたがって斜昇流と呼んでおり、複断面水路の境界部において観察される特徴的な2次流である。従来の研究では、境界部の水面で観察される渦の可視化結果、あるいは速度の横断分布などの間接的なデータに基づいて検討が加えられてきた。写真は、横断面内における斜昇流の特性を、直接かつ明確に示すものであり、これまで述べてきた結果の妥当性が確認される。

これらの写真は、中立粒子トレーサを用いた可視化結果であり、斜昇流の存在を明確に示しているものを抽出したものである。写真に見られるように各トレーサのパスラインは、短-長-ブランク（本実験では、各々の時間は、1/32、1/8、1/16 秒である）という単位から構成されている。これは、カメラ前面に設置したパソコン制御の回転板を用いたことによるものであり、ここでは短→長に向かう方向がトレーサの移動方向を示している。これらの写真のネガフィルムを用い、各トレーサの移動方向を判別し、そのパスラインを $\theta = 90^\circ$ および $\theta = 45^\circ$ の場合について示したものが Fig. 3.9 である。なお、この結果は断面平均流速と同速度で流下する移動座標系から観察した2秒間のトレーサの挙動を捉えたものである。図より、 $\theta = 90^\circ$ の場合には斜昇流と、それにより誘起される縦渦が明確に認められ、斜昇流の存在が横断面内で直接可視化された。一方、 $\theta = 45^\circ$ のケースでは、その強さは小さいものの、高水数先端から水面に向かう斜昇流が認められるとともに、それに誘起され縦渦も確認出来る。

以上は斜昇流の構造を見たものであるが、得られた写真には、Fig. 3.10 に示すような高水数に乗り上げる流れを明瞭に捉えたものもある。図には、写真とパスラインを示しており、水面付近に低水路から高水路に向かう流れの存在が確認される。

本節で示した結果より、複断面流れの低水路流れと高水路流れの境界部には斜昇流とそれに伴う縦渦および水平方向の混合の2種の構造が存在することが明瞭に示され、前節までに述べた推定結果の妥当性が確認された。これらの構造は低水路流れと高水路流れの混合機構を示すものであり、これらの現象を検討することによって流れの相互干渉が明らかとなる。

3.5 境界部の混合現象¹⁰⁾

境界部における流水の混合現象を検討するためには、低水路と高水数の境界面を通過する流体の挙動を捉える必要がある。ここまで示してきたように境界部の流況は3次的であり、斜昇流とそれにより誘起される縦渦および水平方向の流れが流水の混合現象に関与するものと考えられる。しかしながら、斜昇流および水平混合は間欠的に発生するものであるため、流況の時間変化を捉える必要がある。ここでは、境界部付近の流況の時間変化をビデオカメラにて撮影する方法を用いた。水素気泡法を用いた実験では、タイムライン

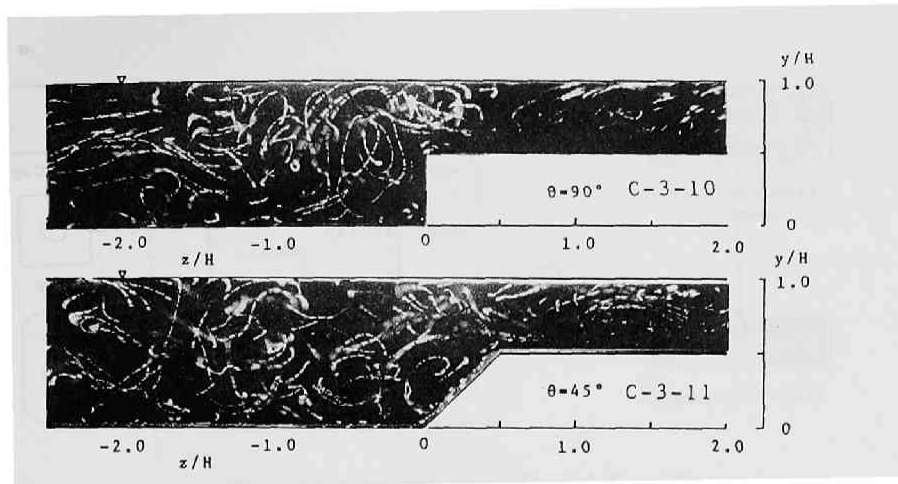


Photo. 3.7 Example photographs of flow in a cross section obtained by the neutral buoyant tracer method.

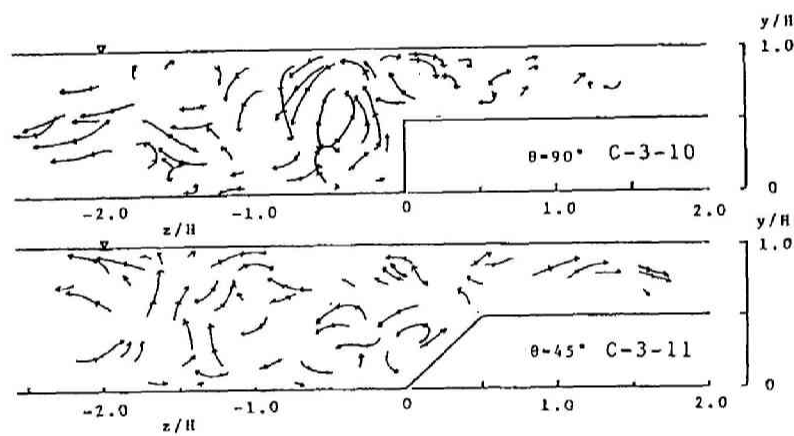


Fig. 3.9 Pass lines of tracers in the cross sections, those were traced on the pictures in Photo. 3.7.

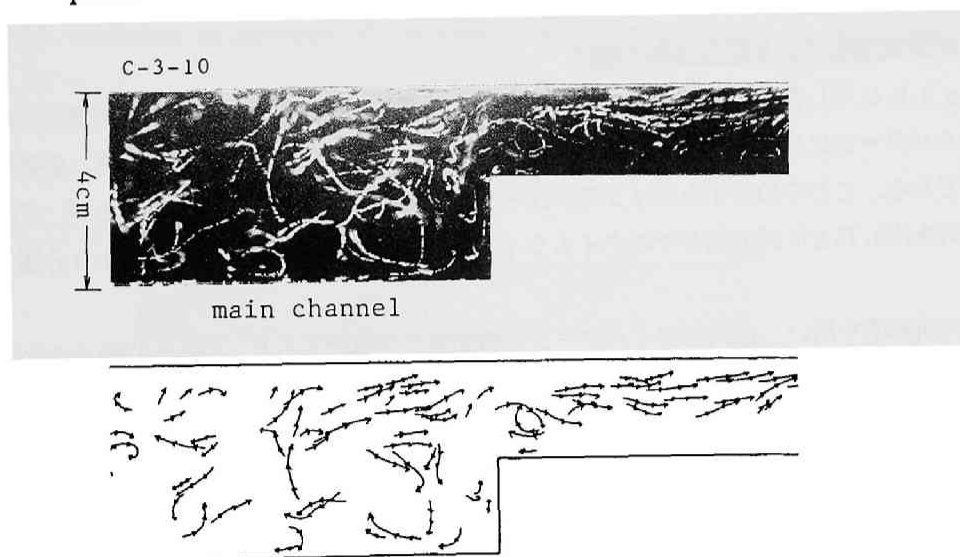


Fig. 3.10 Pass lines of tracers in the cross sections, which shows lateral movement onto flood plain.

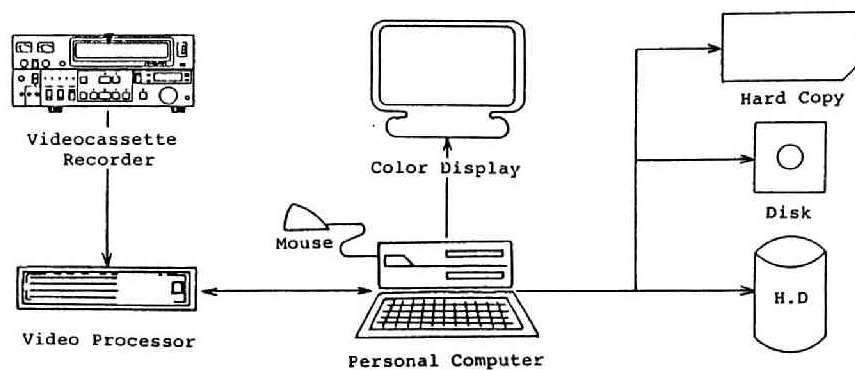


Fig. 3.11 Picture processing system.

の変動をビデオカメラで撮影する方法を、中立粒子トレーサ法では、光源を固定し、スリット幅を低水路水深の約 2.5 倍 (10cm) と約 15 倍 (60cm) の 2 通りに設定し、斜昇流の発生・消滅過程および低水路と高水敷の境界部近傍の 3 次元流況を捉えることにより、流水の混合現象を捉える方法を採用した。

流況の時間変化を捉えるためには、動画あるいは連続した静止画を解析する必要がある。粒子トレーサ法による可視化結果では、多数のトレーサを追跡することにより流況を把握することが目的であるが、これらの動画処理を行うのは困難である。また、連続した静止画間での各トレーサの同定を相関解析などの手法で行うには、大容量の記憶領域を有する計算機と計算時間が必要であり、同定結果の検証が必要である。ここでは、粒子トレーサの同定を容易かつ正確に行うための解析方法として、目視による粒子の同定を行う以下の方法を用いた。コマ送りが可能なビデオテープレコーダの画像出力を、ビデオ処理プロセッサを介してパーソナルコンピュータのディスプレイ上に表示させ、グラフィック画面上のマウス機能を用いて座標の読み取りを行って得られる座標データファイルを解析処理に用いる方法である。この方法では、追跡粒子の前・後画面 ($\pm 1/30$ 秒毎) の位置が確認可能であり、粒子の同定が容易である。Fig. 3.11 に用いた画像解析システムの構成を示す。

3.5.1 水素気泡法による混合現象の検討

Photo. 3.6. に示したように境界面に沿って鉛直に設置した白金線より発生する水素気泡のタイムラインの形状は 4 パターンに分類することができる。すなわち、水平混合を示す A および B、斜昇流に起因する C および D である。これらのタイムラインのパターンは、時間的に変動するものであるが、その形状は、高水敷上の相対水深 0.75 と 0.25 の高さでのタイムラインの位置を判断基準とすることにより分類することが可能である。

この判断基準を用い、これらの 4 パターンの時間変化を解析すると、Fig. 3.12 のような結果が得られる。なお、パターンの識別を明確にするために、白金線より高水路水深 h' の 10% 以上横断方向に移動したタイムラインのみを対象として分類し、いずれにも該当しないものを E パターンとする、いわゆる閾値を用いた解析法を用いた。 $\theta = 90^\circ$ の場合について変化特性を見ると、D (斜昇流に誘起される縦渦) のパターンの現われる頻度が高く、D \rightarrow B \rightarrow A に移行する変化が多く見られる。これより、流況の変化特性として次のような説明がなされる、すなわち、高水敷上の流体が低水路流れに連行されるのに伴って斜昇流が発生し、流体の低水路内へ移動が促進される、つぎにその反作用として高水敷上へ乗り上げる流れが発生する、この流れは幅方向に大きなスケールを持つ渦を形成して A パターンの流れを形成する。これに対し、 $\theta = 45^\circ$ の場合

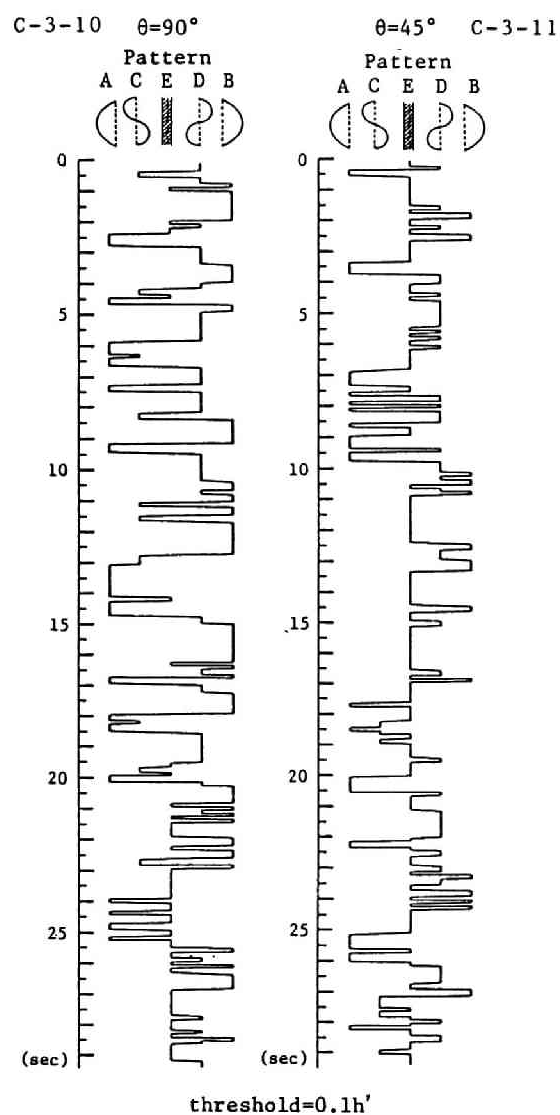


Fig. 3.12 Variation in patterns of the time line at the boundary in 30 seconds.

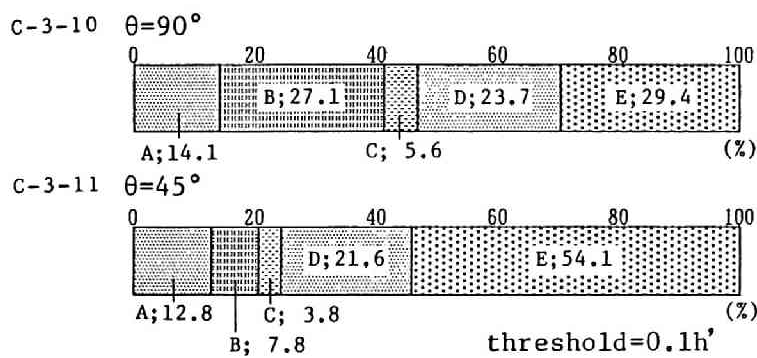


Fig. 3.13 Percentage of each pattern in the observations.

Table 3.2 Period t_p , and duration t_d of each pattern, those are normalized by h'/U_b , where h' is the water depth over flood plain and U_b the velocity at the boundary.

Pattern	$t_p / (h'/U_b)$		$t_d / (h'/U_b)$	
	$\theta = 90^\circ$	$\theta = 45^\circ$	$\theta = 90^\circ$	$\theta = 45^\circ$
A	8.3	9.0	1.4	1.2
B	5.8	9.5	1.7	0.8
C	13.9	21.3	0.8	1.0
D	6.6	5.1	1.5	1.1

threshold=0.1h'

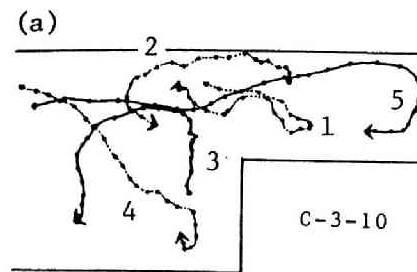
には、 $\theta = 90^\circ$ のような $D \rightarrow B \rightarrow A$ に移行する変化はあまり認められず、 $D \rightarrow B$ 、 $D \rightarrow A$ 、および $B \rightarrow A$ という変化が多く観察される。これは、斜昇流に伴う流水の混合を補間する流れとして低水路へ向かう流れ（A）あるいは高水敷に向かう流れ（B）が生ずることを示すとともに、大きく高水敷に乗り上げる流れ（B）が間欠的に生じた後、それを補間する流れ（A）が続いて生起することを示している。

断面形状による差異は、Fig. 3.13 に示した各パターンが占める割合を表示した結果でも認められる。なお、この図は、閾値を $0.1h'$ とした場合の結果である。図より、 $\theta = 45^\circ$ の場合には、 $\theta = 90^\circ$ の場合に比べると流れが一樣な期間が長く、流水の混合が緩やかに行われているものと考えられる。また、断面形状による差異がBパターンの占める割合の差に明確に認められる。

最後に、各パターンの発生周期 t_p 、および継続時間 t_d について若干の検討を行う。Table 3.2 は、発生周期および継続時間を高水敷水深 h' （境界面の長さスケール）および境界部の平均流速 U_b から算定される時間スケール h'/U_b で基準化して整理した結果をまとめたものである。発生周期について見ると、AおよびDについては低水路側壁法勾配 θ による差は小さいのに対し、BおよびCは θ による差異が大きく、断面形状による影響が大きい。また、斜昇流の発生を示すDパターンの発生周期は高水敷水深と境界部速度で規定される時間スケールの5～7倍程度であり、3.2 で示した水面上の渦間隔より求めた結果の2～4倍より若干大きなものとなっている。これより、水面で観察される渦が斜昇流そのものにより誘起されるものと、2次的に形成される渦の両者が存在しているものと考えられる。一方、継続時間について見ると、いずれのケースにおいてもA、B、およびDがほぼ同様の継続時間を示すのに対し、Cの継続時間は θ により異なることが知れる。

3.5.2 中立粒子トレーサ法による混合現象の検討

Fig. 3.14は、ビデオ画像を用いて4～5秒間のトレーサの挙動を追跡した結果の中から特徴的な5個のトレーサについて、(a) に軌跡、(b) に横断面内の移動速度の平均値および最大値を断面平均流速で基準化して示したものである。ただし、これらの結果は同一時間内におけるものではない。図には、斜昇流および縦渦の存在を示すNo.1およびNo.3の粒子、低水路の流れに連行される動きを示すNo.2、低水路側壁法尻に向かう隅角凹部の縦渦の存在を示すNo.4、高水敷に大きく乗り上げているNo.5などの特徴的なトレーサの挙動が示されている。一方、トレーサの移動速度の計測結果を見ると、No.5を除くトレーサは、断面平均流速 10.3 cm/s の10%程度の速度で移動していることが知れる。また、No.5の挙動から、高水敷上でもかなり大きな速



(b)

No.	V_m/U_m	V_{max}/U_m
1	0.11	0.35
2	0.11	0.16
3	0.10	0.22
4	0.12	0.18
5	0.17	0.27

V_m : mean velocity
of tracer

V_{max} : maximum velocity
of tracer

U_m : discharge velocity

Fig. 3.14 Examples of pass lines of tracer obtained through the picture processing system.

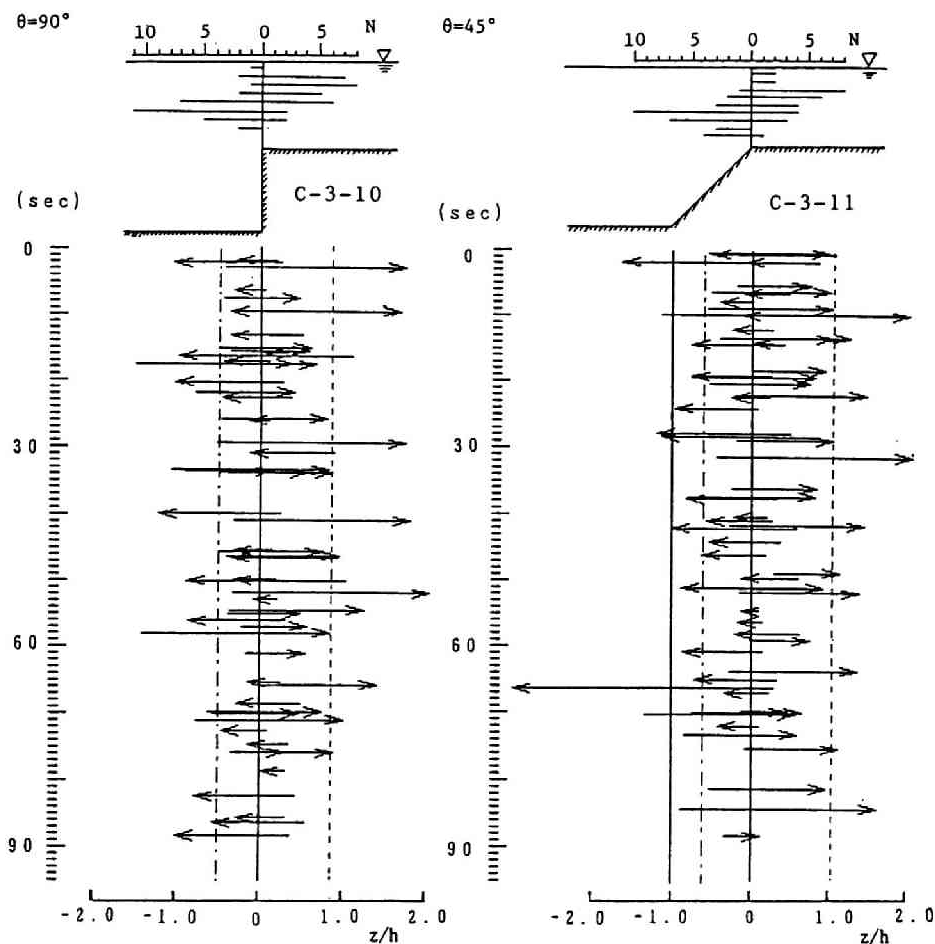


Fig. 3.15 Behavior of each tracer in the lateral direction. Distribution of the position and the direction of passing tracer at the boundary (upper part of the figure), and the travel distance of each tracer in the direction of the arrow (lower part).

度で水面付近を移動するが、高水敷上の縦渦により底面付近に輸送された後に急減速するという結果が得られている。この現象は、高水敷上の堆砂機構の一面を示すものと考えられる。

低水路流れと高水敷上流れの境界を、低水路法肩を通る鉛直面とし、この面を通過するトレーサの挙動に着目したビデオ画像の解析を行った結果がFig. 3.15である。図の上部は、粒子の移動方向と境界面における通過位置を、頻度分布で示したものであり、低水路側には高水敷より低水路に向かった粒子について、高水敷側には高水敷に向かった粒子について90秒間の結果を整理したものである。図の下部には、各粒子の横断方向移動範囲を境界面の通過時刻について整理して図示したものである。なお、横断方向の位置は高水敷水深 h で基準化しており、図中の破線および一点鎖線は移動範囲の高水敷側と低水路側の平均値を表示したものである。

頻度分布の結果を見ると、境界面を通過する粒子の総数には移動方向による差異は無く、連続の条件が満たされていることが知れ、実験の妥当性が認められる。また、いずれのケースについても、水面付近で高水敷に向かう流れが多く見られ、路床付近で低水路に向かう流れが多く見られる。これは、前節で検討した斜昇流により誘起される縦渦の高水敷側に形成される渦の影響が明瞭に表れた結果である。また、水平混合が存在することを考慮すると、低水路から高水路に向かう流れは水面付近に集中し、その逆方向の流れは底面付近に集中していることが指摘される。これは、水平断面流況による結果でも示されているとともに、福岡ら⁶⁾の指摘した大規模渦が水平混合によるものであることを示している。一方、図の下側に示した個々のトレーサの水平方向の移動距離を示す結果を見ると、低水路側に高水路水深程度、高水路側にその2倍程度の範囲が境界面で観察される流水の混合現象の影響が及ぶ範囲であることを示す結果となっていることが指摘される。

以上の結果より、流水の混合現象にはいくつかのパターンが存在すること、境界面では水面付近で高水敷側へ、路床付近では低水路側への流体の移動が多く観察されること、境界面で観察される流水の混合現象の影響する範囲が存在することなどが指摘される。

3.6 2次元混合層流れとの比較

二つの異なる速度をもつ流れの境界面近傍を対象とした2次元混合層と、低水路流れと高水敷上流れの境界部の流れは、作用する剪断力および渦の形成が速度差に起因するものであり、類似した流れであることは容易に推定することが可能である。ただし、2次元混合層が流下方向に層厚が増加して動的平衡状態に達するのに対し、複断面開水路流れの混合域ではこれまで述べてきたように3次元的な平衡状態であるという差異がある。ここでは、2次元混合層流れについて研究が行われている境界面に形成される渦列について概説するとともに、複断面開水路流れの混合域における結果と比較検討する。

3.6.1 2次元混合層流れ

境界面に沿って形成される2次元渦列を可視化し、その組織的構造についてBrown & Roshko⁴⁾が検討して以来、2次元混合層の渦列に関する研究が行われている。彼らは、混合層における密度差の影響について検討することを目的とした研究において、Fig. 3.16に示したシャドウグラフ法を用いた流れの可視化結果で2次元渦列の存在を発見した。混合層は下流程厚くなり、渦はしだいに大きくなることが示されたが、これは従来の渦崩壊過程とは逆の現象であった。それを説明する現象として、多数の渦の挙動を連続写真で解析した結果、渦の合体が生じていることを初めて示した。また、このような渦列の存在は、水流を対象として染料による可視化を行ったWinant & Browand¹¹⁾の結果によっても示されている。

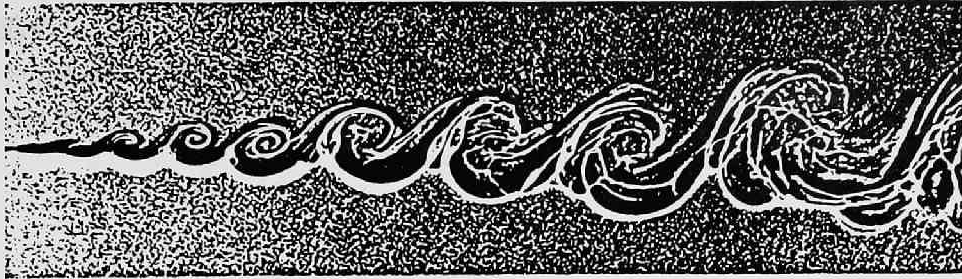


Fig. 3.16 Shadowgraphs of mixing layer. (after Brown & Roshko¹¹⁾)

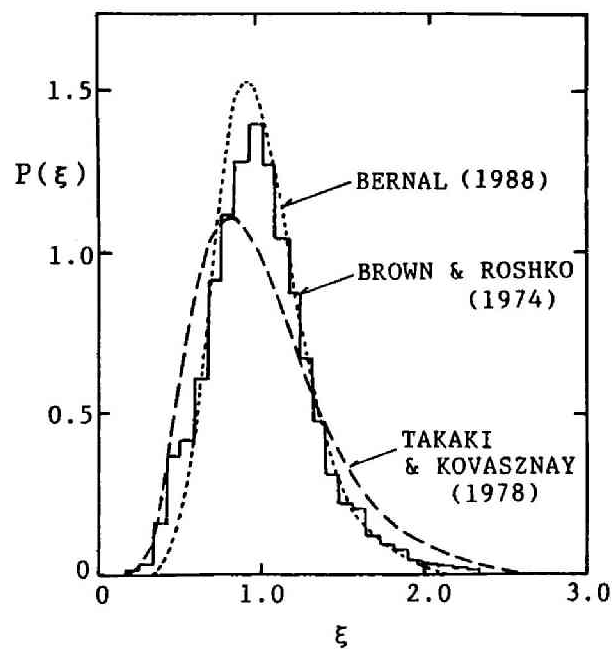


Fig. 3.17 Probability distribution of the vortex spacing in the 2-D mixing layer
after Brown and Roshko¹¹⁾, Takaki and Kovasznay¹²⁾ and Bernal.¹³⁾

このような渦列は合体あるいは分裂を経て動的平衡状態に達するものであるが、Takaki & Kovaszny ¹²⁾により、渦どうしが相互に影響を及ぼさず、確率的に合体すると仮定して渦間隔分布関数が対数正規分布で表されることが指摘された。Fig. 3.17 は、Takakiらが示した渦間隔 L をその平均値 $\langle L \rangle$ で基準化した $\xi = L / \langle L \rangle$ を確率変数とした渦間隔分布関数 $P(\xi)$ と Brown & Roshko の渦間隔の計測結果を比較して示したものである。図より、渦間隔は対数正規分布を示すことが知れる。また、Bernal ¹³⁾は、渦の合体が Kolmogorovの示した渦の崩壊過程の逆過程であると仮定し、渦間隔が対数正規分布となることを理論的に検討し、図に併示したような結果を示している。いずれの分布関数も対数正規分布関数であるが、分布幅が異なり、 $\ln \xi$ のr.m.s.値 ζ で比較すると、Takakiらの $\zeta = 0.39$ に対してBernalの値は $\zeta = 0.28$ であり、Bernalの結果の方がBrownらの実験値により近い分布となっている。

3.6.2 境界部の流れとの比較 ¹⁴⁾

Fig. 3.18 は、3.2 で示した複断面開水路流れの混合域における水面渦の可視化結果を用いて渦間隔 L_x を測定し、その確率分布を示したものである。図中の曲線は、実線が対数正規分布、破線が正規分布曲線である。図を見ると、対数正規分布と計測値の一致がより良好であり、2次元混合層の渦列と複断面開水路流れの混合域における渦列の特性に相似性が伺える。なお、 ζ の値は、Bernalの示した値に近いものとなっている。しかしながら、Photo.3.6 の説明でも述べたように、複断面開水路流れで観察される混合域の水面渦には2次元的な混合と3次元的な混合の両者が混在しており、2次元的な水平混合のみについて比較検討するために横断面流況の解析結果を用いて次に検討する。

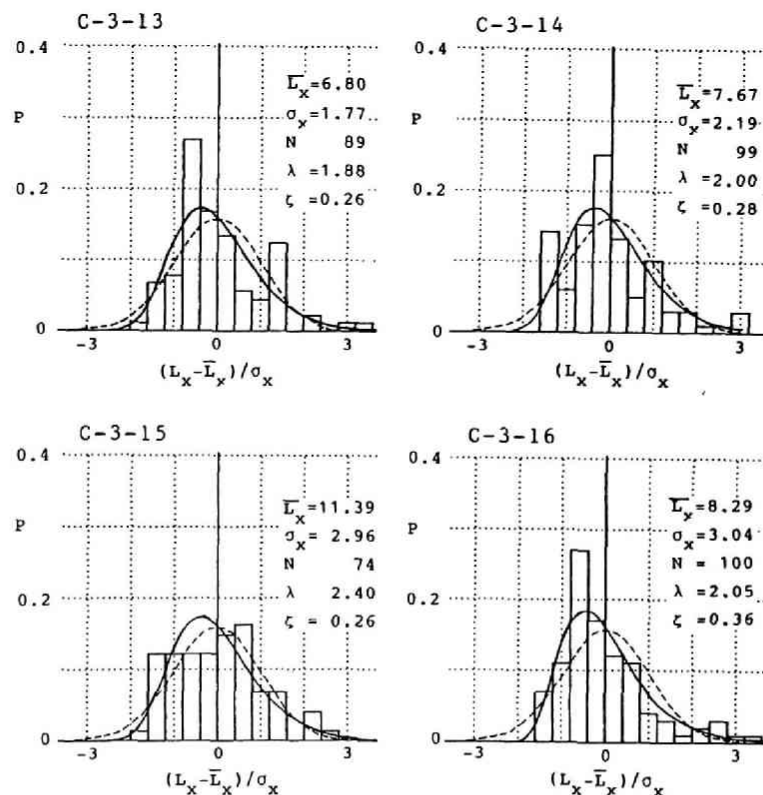


Fig. 3.18 Probability distribution of the vortex spacing in the mixing zone of a compound open channel flow: —, log-normal distribution, ---, normal distribution.

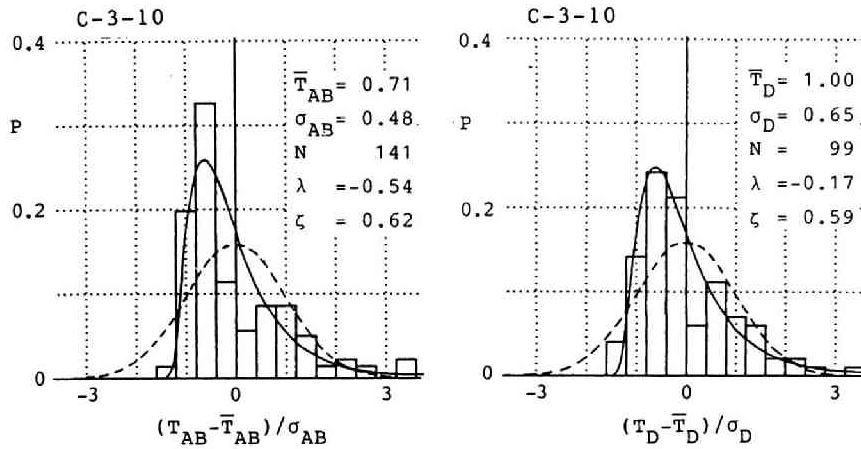


Fig. 3.19 Probability distribution of time-interval of two mixing patterns.
 — , log-normal distribution, ----, normal distribution.

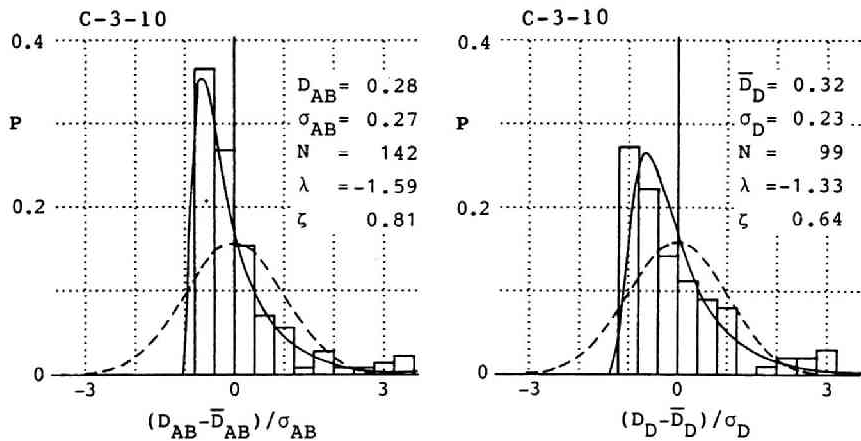


Fig. 3.20 Probability distribution of duration of two mixing patterns.
 — , log-normal distribution, ----, normal distribution.

横断面内に鉛直に張った白金線より発生する水素気泡列の形状は、Photo.3.6 に示したように4パターンに分類することができ、2種の混合機構が存在することを示した。AおよびBのパターンが2次元的な水平方向の混合現象に相当し、Dのパターンが鉛直混合も含む斜昇流による混合に相当する。したがって、AおよびBを同一の現象として計測した発生間隔を T_{AB} 、Dの発生間隔を T_D とし、ビデオカメラで撮影した結果を、Fig.3.11で示したシステムで解析して整理したものがFig.3.19である。また、それぞれのパターンの継続時間 D_{AB} および D_D についても計測し、Fig.3.20に示す結果を得た。いずれの図についても、対数正規分布曲線を実線で、正規分布曲線を破線で併示している。図より、いずれの混合機構についても発生時間間隔分布、継続時間分布の双方とも対数正規分布の適合性が良好であり、2次元混合層の渦列と類似した統計的特性を有することが示された。

以上の結果より、複断面流れの境界部における流れの構造と2次元混合層流れの相似性が示された。これは、2次元混合層流れで用いられている速度分布式などが複断面流れにも適用可能なことを示唆する結果であり、次章において検討することとする。

3.7 結 語

本章では、水面流況、水平・縦断・横断面流況の可視化結果を用い、複断面開水路流れの低水路と高水路の境界部の3次元構造と流れの混合現象について検討を加えた。得られた結果は横断面流況と混合現象の検討結果に集約され、以下に示す結論が得られた。

- 1) 高水敷先端より水面に向かう斜昇流が横断面内で直接可視化され、その存在が確認された。この斜昇流は、低水路側と高水敷側に水深スケールの縦渦を誘起する。
- 2) 斜昇流により低水路側と高水路側に縦渦がほぼ同時に誘起される。斜昇流の強さを、2次流流速で表すと平均値で断面流速の10%を越える強いものであることが計測された。
- 3) 境界面を通過する中立粒子の挙動を解析した結果、水面付近で高水路に向かう流れ、路床付近で低水路に向かう流れが卓越する頻度が高いことが知れた。また、粒子の移動範囲を検討した結果より、低水路側に高水路水深程度、高水路側にその水深の2倍程度の範囲が、高水敷側での流水混合が顕著な領域であることが推定された。
- 4) 水素気泡法による横断面流況の可視化ビデオの画像の解析結果より、境界部の横断面内の流れを4つのパターンに分類することができる。Aは、高水敷上の流体が低水路に向かうものであり、Bの高水敷に乗り上げる流れを補うものと考えられる。Dは、斜昇流の発生に伴って高水敷側に形成される縦渦を示すものであり、Cは斜昇流により低水路側に形成された縦渦により引き起こされるパターンであると考えられる。流況の変化特性として次のような説明がなされる、すなわち、高水敷上の流体が低水路流れに連行されるのに伴って斜昇流が発生し、流体の低水路内へ移動が促進される、つぎにその反作用として高水敷上へ乗り上げる流れが発生する、この流れは幅方向に大きなスケールを持つ渦を形成してAパターンの流れを形成する。
- 5) 境界部の混合現象を検討した結果、2種の混合機構が存在することが指摘された。すなわち、第1の混合機構は、2次元混合層と同様に水平方向の速度差に起因する2次元的な流体混合であり、第2の混合機構は、高水敷先端に生ずる斜昇流に起因する縦渦による流体混合である。
- 6) 低水路側壁法面勾配 θ を、 90° と 45° の2種類について実験を行ったが、両者の明確な差異は流水の混合現象に見られ、低水路より高水路に向かう流れの存在する割合が異なる。
- 7) 混合域の渦列と2次元混合層の渦列の特性を比較した結果、いずれの渦間隔分布も対数正規分布することが知れ、両者が類似した現象であることが指摘された。また、複断面開水路流れの2種の混合機構のいずれについても、その発生間隔が対数正規分布に従うことを実験結果で示し、2種の混合機構が同様の統計的特性を有することが知れた。
- 8) 複断面流れの境界部における流れの構造と2次元混合層流れの相似性が示された。これは、2次元混合層流れで用いられている速度分布式などが複断面流れにも適用可能なことを示唆する結果である。

参考文献

- 1) Sellin, R.H.J.: A laboratory investigation into the interaction between the flow in the channel of a river and that over flood plain, *La Houille Blanche*, No.7, 1964,
- 2) 玉井信行, 河原能久: 複断面開水路流れの特性と抵抗則に関する研究, 第25回水理講演会論文集, 1981, pp.113-118.
- 3) 今本博健, 石垣泰輔, 福井淳太: 複断面開水路流れの水理特性について(3), 京大防災研年報, 第28号B-2, 1985, pp.487-498.
- 4) Brown, G.L. and A. Roshko: On density effects and large structure in turbulent mixing layer, *J. Fluid Mech.*, 64, 1974, pp.775-816.
- 5) 今本博健, 石垣泰輔, 木下聖司: 複断面開水路流れの水理特性について(2), 京大防災研年報, 第27号B-2, 1984, pp.433-444.
- 6) 福岡捷二, 浅野富夫, 藤田光一, 坂野章: 複断面河道における洪水流の抵抗特性, 第30回水理講演会論文集, 1986, pp.499-504.
- 7) 3)を参照.
- 8) 今本博健, 石垣泰輔: 複断面開水路流れの水理特性について(4), 京大防災研年報, 第33号B-2, 1990, pp.559-569.
- 9) 今本博健, 久下俊夫: 複断面流れの水理特性に関する基礎的研究, 京大防災研年報, 第17号B, 1974, pp.665-679.
- 10) 今本博健, 石垣泰輔, 武藤裕則: 複断面開水路流れの水理特性について(5), 京大防災研年報, 第34号B-2, 1991, pp.387-399.
- 11) Winant, C.D. and F.K. Browand: Vortex pairing: the mechanism of turbulent mixing-layer growth at moderate Reynolds numbers, *J. Fluid Mech.*, 63, 1974, pp.237-255.
- 12) Takaki, R. and L.S.G. Kovaszny: Statistical theory of vortex merger in the two-dimensional mixing layer, *Phys. Fluid* 21(2), 1978, pp.153-156.
- 13) Bernal, L.P.: The statistics of the organized vortical structure in turbulent mixing layers, *Phys. Fluid* 31(9), 1988, pp.2533-2543.
- 14) 10)を参照.

第4章 複断面開水路流れの平均速度分布に関する研究

4.1 概 説

低水路流れと高水路流れの速度に差があるため、それらの境界では激しい流体の混合が生ずることは容易に推測可能なため、従来の研究では噴流・後流あるいは混合層流れとの相似性を仮定して平均速度の横断分布が検討されているが、3章で示したような流れの構造の検討結果に基づいた検討は行われていない。前章の結果が示すように流れは3次元構造を有するため、その構造が速度分布、水位・流量関係を複雑なものとしていると考えられる。本章では、平均速度分布、とくにその横断方向分布について検討し、流れの構造からその分布を説明するとともに、速度分布の検討結果に基づいた断面分割法を提示している。なお、本章では低水路流れと高水路流れの境界部の速度分布に着目した検討を行うため、低水路および高水路での水路幅／水深比をなるべく大きくとり側壁の影響および対岸の高水数の影響が境界部に及ばないような水理条件を選定している。

4.2 平均速度分布特性

4.2.1 平均速度分布と流れの構造^{1) 2)}

横断面内の平均速度のコンターを示すとFig. 4.1のようである。図より、いずれのケースにおいても高水数先端より自由水面に向う低速度領域の突出および高水数先端法面と低水路底面に囲まれた隅角凹部への高速度領域の突出が特徴的である。すなわち、強さは異なるもののいずれのケースにおいても斜昇流と隅角凹部へ向う流れの存在が認められる。また、低水路法面勾配 $\theta=90^\circ$ の場合、等速度線の曲率が大きいことより流れが集中した強い斜昇流が推定されるのに対し、 $\theta=45^\circ$ の場合には曲率が $\theta=90^\circ$ に比して小さく斜昇流も弱いものと考えられる。これらの結果は、レーザ・ドップラ流速計およびホットフィルム流速計を用いた速度計測で得られたものである。レーザ・ドップラ流速計(DISA 55X型、15mW He-Ne レーザ)は前方散乱方式で用いているため、レーザビームの通過しない高水数高さより下方ではホットフィルム流速計(DISA 55R42、一成分コンニカル型プローブ)を使用した。計測は、幅40cm、長さ8mのガラス製壁面を有する直線水路内にアクリル樹脂製高水数を設置した複断面水路を用い、 $\theta=90^\circ$ の場合で229点、 $\theta=45^\circ$ の場合で286点で行っている。また、それぞれの流速計にて同一点の計測を行い、計測値の妥当性を確認している。なお、本章で用いた実験結果の水理条件をTable 4.1 にまとめて示す。

Fig. 4.2は、流下方向平均速度 u の横断分布を(a) 高水路半水深、(b) 高水数上1mm および(c) 高水数半高さの位置において示したものであり、つぎのような特性が認められる。すなわち、高水数高より上部での横断分布は、高水路部ではほぼ一定値を示す速度は、高水数端に近づくにつれ漸増し、極大値、極小値を示した後、低水路部に入って急増し、低水路部中央付近で最大となる。一方、低水路部の高水数高以下の部分で

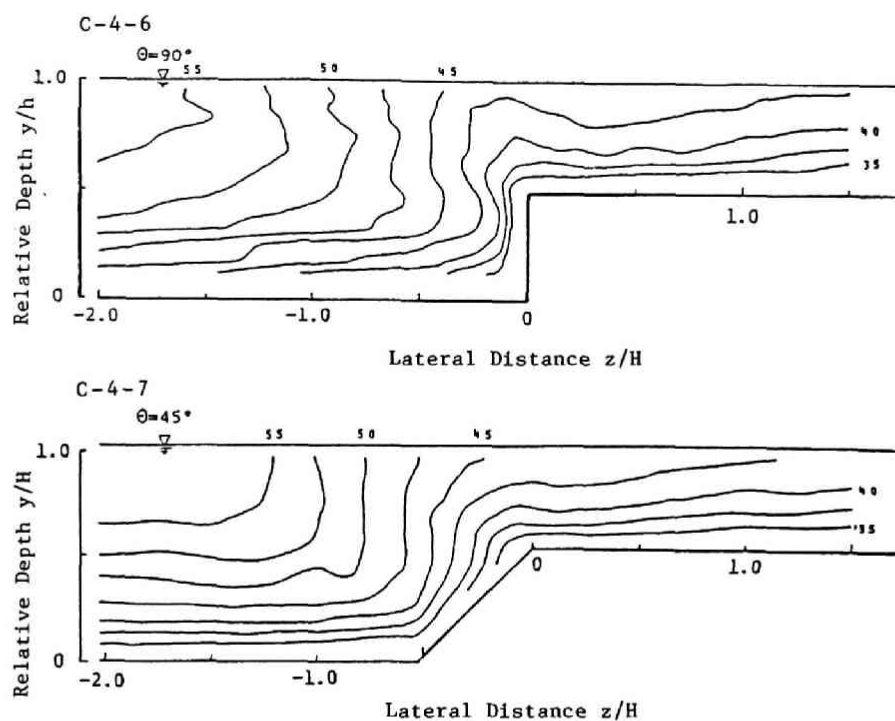


Fig. 4.1 Velocity contours in two types of compound open channel by velocity measurement.

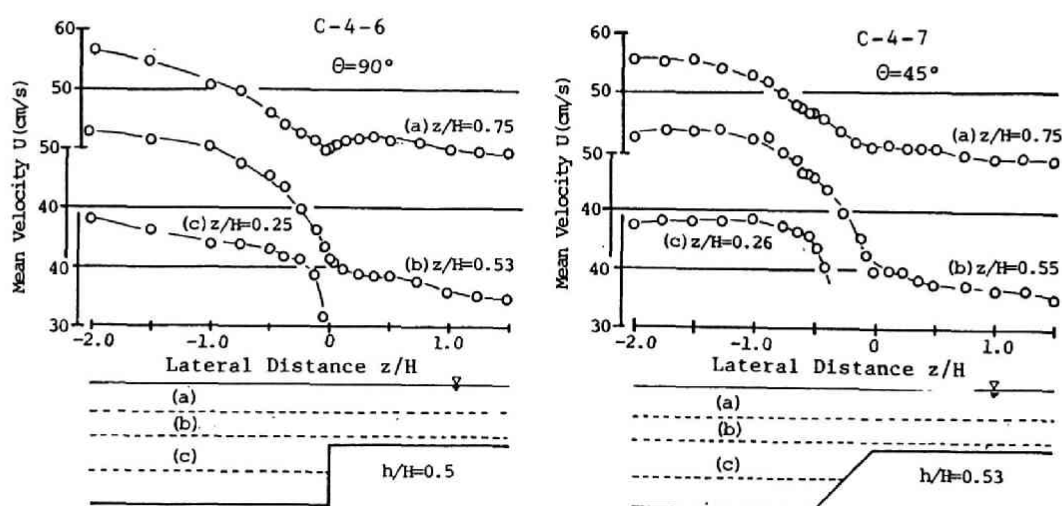


Fig. 4.2 Lateral distributions of velocity U .

Table 4.1 Hydraulic conditions.

Case	Slope	Discharge	Channel width	Water depth	Flood plain width	Flood plain height	Reynolds number	Froude number
	I	Q (l/sec)	B (cm)	H (cm)	b (cm)	h (cm)	Re	Fr
C-4-1	1/1000	1.370	100.0	1.60	30.0	1.0	1050	0.35
C-4-2	1/1000	2.440	100.0	2.00	30.0	1.0	1950	0.39
C-4-3	1/1000	3.990	100.0	2.50	30.0	1.0	3170	0.42
C-4-4	1/1000	6.120	100.0	3.00	30.0	1.0	4770	0.47
C-4-5	1/1000	11.510	100.0	4.00	30.0	1.0	9050	0.54
C-4-6	1/ 400	6.115	40.0	3.99	16.1	2.0	14550	0.94
C-4-7*	1/ 400	6.000	40.0	4.00	16.5	2.1	12990	0.94
C-4-8	1/ 800	3.650	40.0	4.00	20.0	2.1	8010	0.57
C-4-9	1/ 800	1.350	39.0	4.00	12.0	2.0	3630	0.16
C-4-10	1/ 800	2.530	39.0	3.00	12.0	2.1	5620	0.62
C-4-11	1/ 800	4.250	39.0	4.00	12.0	2.1	9040	0.62
C-4-12	1/ 800	6.540	39.0	5.00	12.0	2.1	13350	0.66
C-S-1	1/ 800	1.990	39.0	2.60	12.0	2.1	4540	0.64
C-S-2	1/ 800	2.530	39.0	3.00	12.0	2.1	5620	0.62
C-S-3	1/ 800	3.490	39.0	3.50	12.0	2.1	7590	0.64
C-S-4	1/ 800	4.250	39.0	4.00	12.0	2.1	9040	0.62
C-S-5	1/ 800	5.420	39.0	4.50	12.0	2.1	11280	0.65
C-S-6	1/ 800	6.540	39.0	5.00	12.0	2.1	13350	0.66
C-R1-1	1/ 800	1.930	39.0	2.70	12.0	2.1	4370	0.60
C-R1-2	1/ 800	2.530	39.0	3.00	12.0	2.1	5600	0.60
C-R1-3	1/ 800	3.460	39.0	3.50	12.0	2.1	7520	0.63
C-R1-4	1/ 800	4.210	39.0	4.00	12.0	2.1	8950	0.61
C-R1-5	1/ 800	5.700	39.0	4.50	12.0	2.1	11850	0.68
C-R1-6	1/ 800	6.270	39.0	5.00	12.0	2.1	12790	0.63
C-R2-1	1/ 800	1.680	39.0	2.50	12.0	2.1	3810	0.57
C-R2-2	1/ 800	2.590	39.0	3.00	12.0	2.1	5720	0.62
C-R2-3	1/ 800	3.260	39.0	3.50	12.0	2.1	7070	0.60
C-R2-4	1/ 800	3.940	39.0	4.00	12.0	2.1	8360	0.58
C-R2-5	1/ 800	4.810	39.0	4.50	12.0	2.1	10000	0.58
C-R2-6	1/ 800	5.780	39.0	5.00	12.0	2.1	11750	0.58

* 低水路法面 $\theta = 45^\circ$

の分布は、低水路法面近傍で急増した後漸増し、低水路中央部で最大となっている。 $\theta = 90^\circ$ と $\theta = 45^\circ$ の場合を比較すると、(b) および (c) 測線ではほぼ同様の分布形状を示しているが、(a) 測線の結果を見ると $\theta = 90^\circ$ の場合には高水敷先端付近で明確な極小値および極大値の存在が認められるものの、 $\theta = 45^\circ$ の場合には不明確となっている。これは、斜昇流の強さが断面形状により異なることを示すものである。

このような速度分布の特性は、Fig. 4.3に示す2次流ベクトルの分布で説明される。すなわち、図の2次流ベクトルは、LDVによる速度ベクトル計測法、横断面可視化結果および乱流モデルによる計算結果で得られたものであり、斜昇流とそれによって誘起される2次流セルの存在が境界部付近の平均速度分布に影響を与えていることを示している。しかしながら、3章で示したように、境界部には2種類の混合機構が存在するが、2次流ベクトルの分布では第2の混合機構が結果に現れるのに対し、第1の混合機構は平均化により隠される結果となる。なお、ここに示した2次流ベクトルの計測結果は、長さ8m、幅40cm、深さ23cmの側壁ガラス製の可変勾配直線水路内に、幅20cm、高さ $h=2.1$ cmの高水敷を片側に設置した複断面水路で計測したものであり、路床勾配を1/800とした。また、LDAのサンプリング率を90%以上とするために高水敷をガラス製とし、前方散乱方式で計測しており、各点ではサンプリング周波数200Hz、データ数30,720個で速度3成分の同時計測を行った。一方、乱流モデルによる計算結果は計測と同じ水理条件を対象に行ったものである。

Fig. 4.4は、Fig. 4.3の計測で得られた高水敷半水深高さにおける流下方向速度 U 、乱れエネルギー k およびレイノルズ応力の横断分布を示したものである。図より、境界部の速度は、低水路部より高水路に近づくにつれて減少し、高水敷先端付近で極小値と極大値を持つ分布形を示すことが知れる。その分布形は、後述の4.2.3および4.2.4で示すように、レイノルズ応力 $-\overline{uw}$ の分布からPrandtlの第2仮定を用いて説明される。また、この分布は低水路流れと高水路流れの速度差に基づく速度分布と斜昇流の存在を示す分布が重ね合わされた結果と考えられ、3章で述べた2種の混合機構の存在を伺わせる。一方、乱れエネルギーの分布を見ると、境界部で最大となっており、激しい流体混合を示している。また、レイノルズ応力 $-\overline{uw}$ が最小となる付近では、 $-\overline{uw}$ はほぼ0となっており、この付近では横断方向の混合が卓越していることを示している。レイノルズ応力 $-\overline{vw}$ は、いずれの位置でもほぼ0に近い小さな値であり、この結果は流れ方向速度 U が卓越した流れであることで説明される。このように、平均速度場で得られた結果の横断方向分布は、流れの構造を反映したものであることが知れる。

4.2.2 平均速度の横断分布特性³⁾

Fig. 4.5は100cm幅水路において、高水敷幅30cm、高水敷高1cmとし、低水路部水深を種々に変化させた場合について、高水路部半水深における速度の横断分布を示したものである。図より、いずれの場合にも、低水路部および高水路部で速度が一定となる区間が存在し、流れの2次元性は保たれていると言える。分布特性は、Fig. 4.2で示したものと同様であるが、低水路部水深が大きくなるにしたがって、低水路部と高水敷部の境界付近の極値の存在が顕著なものになっている。この結果は、今本・久下⁴⁾ および富永ら⁵⁾の結果でも認められ、低水路水深が大きくなるにつれて、斜昇流による影響が顕著となる傾向が見られる。

ここでは、噴流、後流および2次元混合層を対象として得られている分布式と計測値との適合性を検討する。また、複断面開水路流れの速度の横断分布形については、Rajaratnum-Ahmadi⁶⁾により実験的検討がなされ次式が提案されているので、ここにあわせてその適合性について検討する。

$$\text{低水路部: } \frac{U}{U_1} \frac{U_0}{U_0} = 1 - 0.75 \left(\frac{z_1}{b_m} \right)^2 \quad (4.1)$$

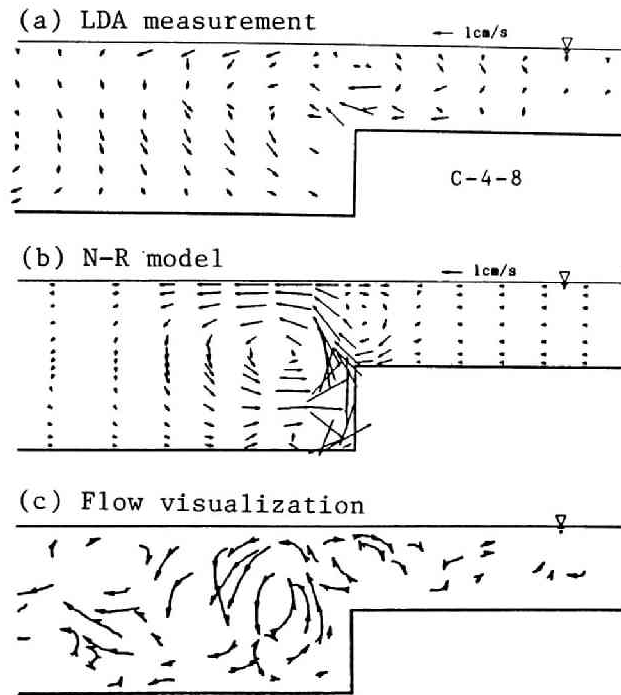


Fig. 4.3 Distribution of secondary flow vectors (v,w) in a cross section of flow by LDA measurement, N-R model and flow visualization.

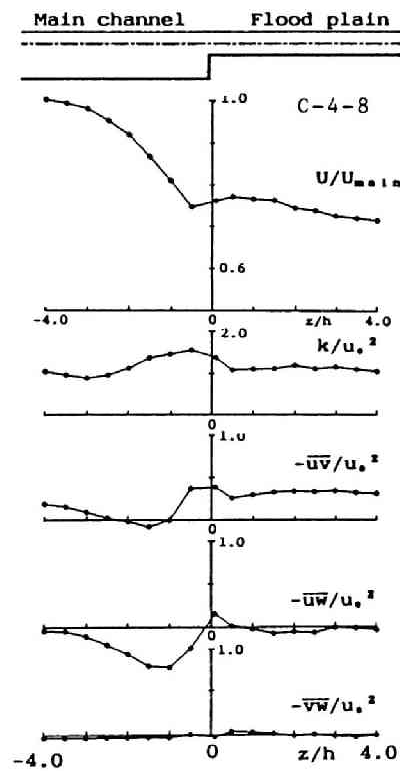


Fig. 4.4 Distribution of velocity U , turbulence kinetic energy k , and Reynolds stresses obtained by LDA measurement.

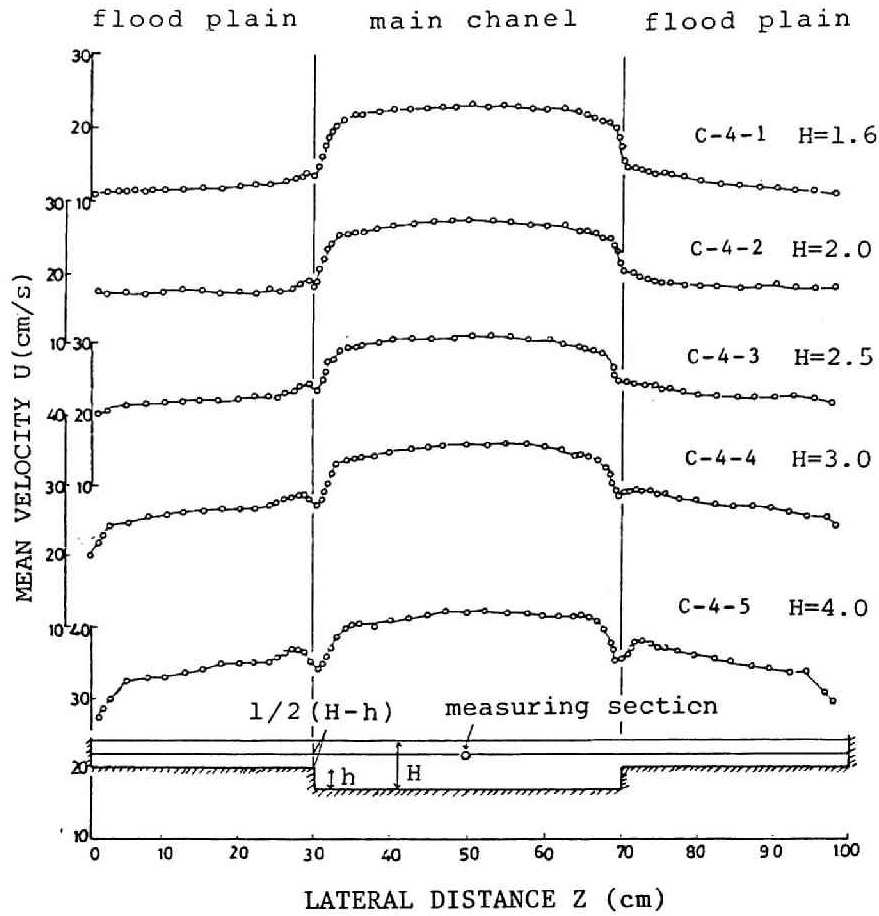


Fig. 4.5 Lateral distributions of longitudinal mean velocity for different main channel depth.

$$\text{高水路部: } \frac{U - U_0}{U_1 - U_0} = \exp\left\{ -(\ln 2) \left(\frac{z_1}{b_r} \right)^2 \right\} \quad (4.2)$$

ここに、 U_0 : 低水路と高水路の境界面上の流速、 U_1 および U_2 : 低水路流れおよび高水路流れでの代表流速、 b_m : $(U - U_0)/(U_1 - U_0) = 0.25$ となる低水路部中央から高水路側に測った横断距離、 b_r : $(U - U_2)/(U_0 - U_2) = 0.50$ となる低水路と高水路の境界から高水路側に測った横断距離である。

以上示した速度分布式を、低水路部と高水路部を連続して考慮した場合と、分離して取り扱った場合について前述した分布形との相似性を検討する。

低水路部と高水路部を連続して検討した場合の例として、水路幅100cm、高水幅30cm、高水敷高1cm、低水路部水深2.5cm、流量3.99ℓ/sの場合について検討したものがFig. 4.6である。図中の理論曲線は、噴流および後流については、それぞれ次式、すなわち、

$$\text{噴流: } \frac{U - U_2}{U_1 - U_2} = 1 - \tanh^2\left(\frac{\eta}{1.125}\right) \quad (4.3)$$

$$\text{後流: } \frac{U - U_0}{U_1 - U_0} = \exp\left\{ -(\ln 2) \eta^2 \right\} \quad (4.4)$$

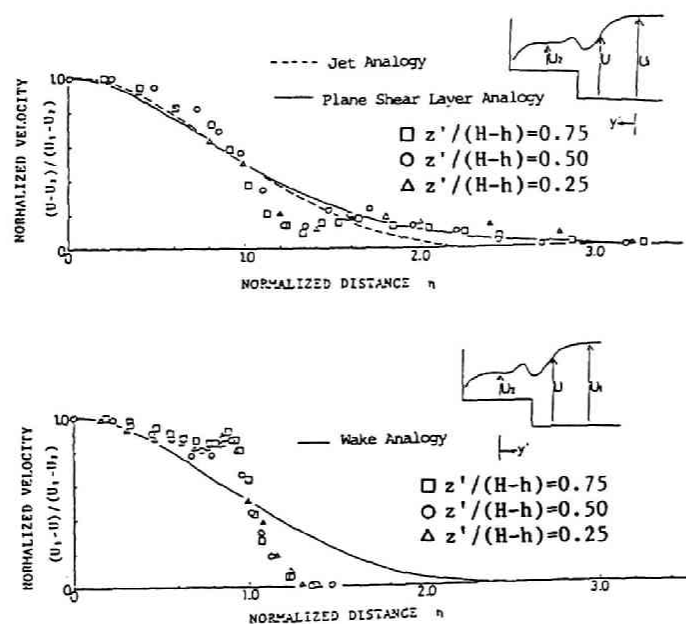


Fig. 4.6 Lateral distributions of normalized mean velocity.

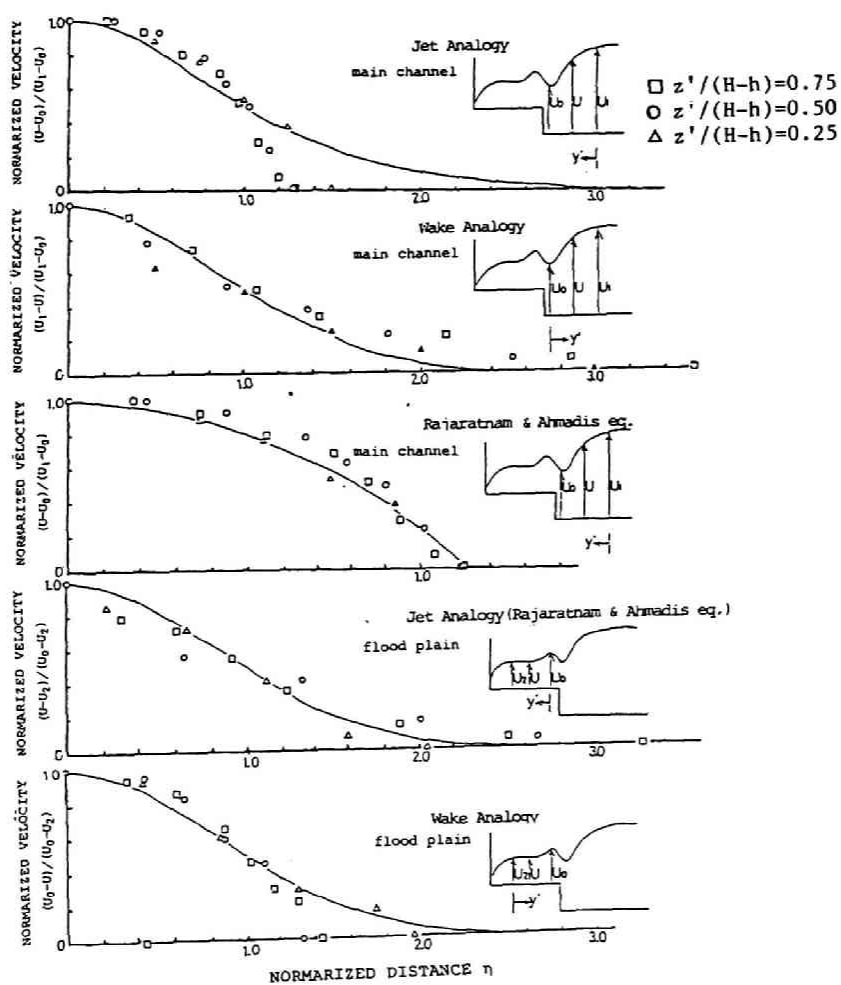


Fig. 4.7 Lateral distributions of normalized mean velocity.

で表されるGoertlerの解を用い、2次元混合層についてはTollmienの数値解を用いている⁷⁾。ここに、 $\eta = z' / b_{1/2}$ で表され、 $b_{1/2}$ は半値半幅である。また、基準化する際の代表流速 U_1 、 U_2 および代表距離 $b_{1/2}$ は、速度の横断分布計測結果より、低水路部および高水路部で速度が一定とみなせる区間の境界部側の値を代表流速とし、それらの横断位置からの距離を代表距離とした。

図より、測線高 y' の違いによる分布形の差異は認められず、水深方向には横断分布形の相似性が満足されていることと、3種の分布形の適合性をみると、後流のものに比して噴流および2次元混合層の分布形の適合性が優れているものの低水路部と高水路部の境界付近に相当する $\eta = 1.0 \sim 1.6$ の区間で計測値が分布式より下方の値を示していることが知れる。これは、前項でも示したように、境界部付近に認められる速度の極大値および極小値の存在によるものである。

つぎに、低水路部と高水路部を分離して検討した場合について、Fig. 4.6と同じ水理条件のもとでの結果を示すとFig. 4.7のようになる。ここで、 U_1 および U_2 は前述した基準で決定し、 U_0 は低水路部と高水路部の境界での値を用いており、代表距離もそれに準じて決定した。また、噴流の分布式と2次元混合層の分布式はほぼ同様であるため、ここでは噴流の分布式で代表するとともに、Rajaratnum-Ahmadi⁶⁾の提案式の検討も行っている。

図より、低水路部においては、Rajaratnum-Ahmadi⁶⁾の提案式の適合性が最も優れており、噴流および後流の分布式は、 η の大きな領域、すなわち、噴流では高水路側、後流では低水路中央で若干適合性が悪くなっている。一方、高水路部の結果をみると、噴流および後流の分布式はいずれもほぼ同様の適合性を示しているが、 η の大きな領域、すなわち、噴流では高水路部側壁側、後流では境界面付近で適合性が悪くなっている。なお、Rajaratnum-Ahmadi⁶⁾の提案式は、横断方向スケールの決定法などに水理学的に不明確な点があり、一般的とは言えないことを考慮しておく必要がある。

以上、それぞれの分布式との相似性について検討し、いずれの分布式を用いてもある程度の適合性が得られることが知れたが、これらの検討は、速度の横断分布形から直感的に分布形の相似性を知ろうとするもので、複断面水路流れの内部構造に基づくものではない。しかしながら、3章で示した境界部の流れと2次元混合層の流れとの相似性は、ここに示した速度分布式がある程度の適合性を示すことを説明するものであって、複断面開水路流れの内部構造に基づいた観点からも分布形状の検討が行えることを示唆している。

4.2.3 レイノルズ応力分布に基づく速度分布表示式(1)⁸⁾

複断面開水路流れにおいては、低水路流れと高水路流れの境界面付近で流体の混合が生じてせん断力が働くが、せん断力 τ は固体壁面が存在しないため、粘性による層流摩擦は乱流摩擦に比して小さいため無視され、レイノルズ応力のみによって表される。このような場での流れは自由せん断流と呼ばれ、レイノルズ応力に関してはPrandtlの第2仮定がよく用いられる。すなわち、

$$\tau = \rho \varepsilon \frac{d u}{d z} \quad (4.5)$$

$$\varepsilon = k d \Delta u \quad (4.6)$$

ここに、 τ ：せん断力、 ρ ：密度、 ε ：横断方向の渦動粘性係数、 d ：横断方向スケール、 Δu ：流速差および k ：定数である。上式より明らかなように、せん断力分布すなわちレイノルズ応力分布が与えられれば速度の横断分布が得られる。高橋⁹⁾は、低水路内でレイノルズ応力の分布が一様とし、横断方向スケールが水深に規定されると仮定して速度の横断分布形を導いているが、高水路部は速度一定としており、境界部の内部構造は考慮されていない。

ここでは、今本・久下⁴⁾のレイノルズ応力の測定結果Fig. 4.8をもとに、速度の横断分布形について検

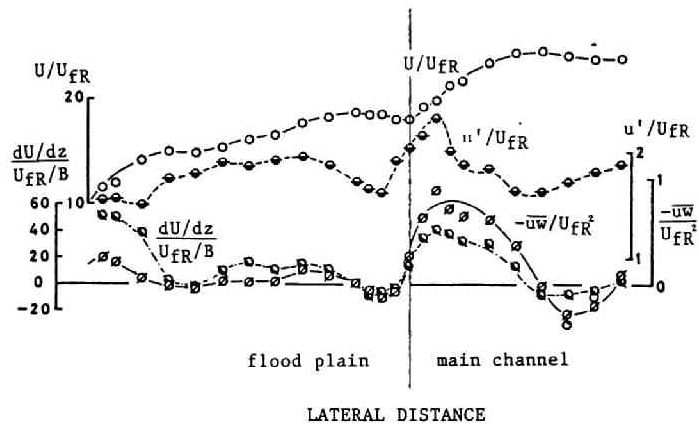


Fig. 4.8 Lateral distributions of velocity U , the gradient of U , dU/dz , turbulence intensity u' , and Reynolds stresses, $-\overline{uw}$.
(after Imamoto and Kuge⁴⁾)

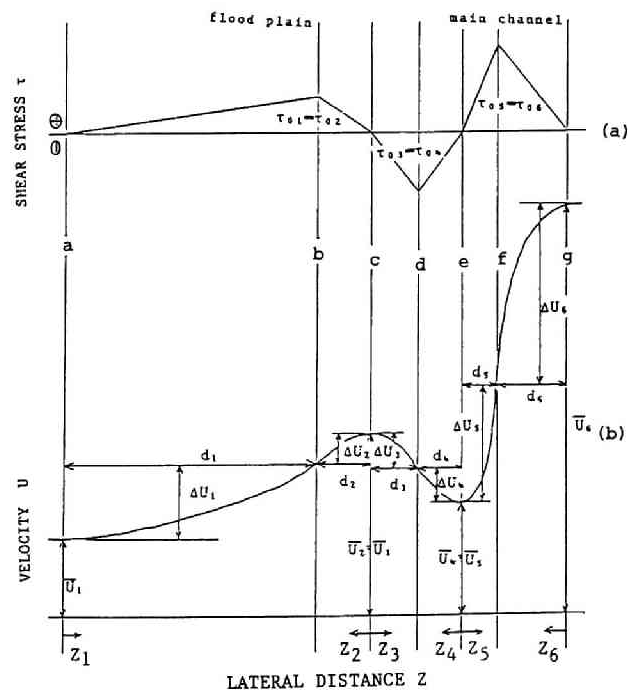


Fig. 4.9 Lateral distribution model of mean velocity and Reynolds stress.

討を行う。図より、レイノルズ応力 $\rho \overline{uw}$ は、高水路部側壁付近で極大値をとり、高水路部中央付近ではほぼ0に近い値を示したのち、境界面に近づくにつれ増加して極大値を示したのち、境界部付近で負の極小値を示し、低水路部に入って急増して正の極大値をとり、低水路中央部付近の0に近い値に漸減している。以上の分布形状より、レイノルズ応力分布はその増加傾向の違いによりいくつかの区間に分けられ、各区間において第一次近似として直線近似を行って分布形を模式的に表示すると、Fig. 4.9 (a)のような分布形が得られる。ただし、ここでは低水路部と高水路部の境界付近のみを取り扱うこととする。

レイノルズ応力分布をFig. 4.9 (a)のように仮定すると、(4.4)式に示されたレイノルズ応力と速度勾配の関係より、Fig. 4.9 (b)に示すような速度の横断分布が描かれる。ここで、a～g点の区間は、低水路部と高水路部の境界付近での流体混合による影響が表れる区間を示すことになる。この区間を、図に示すようにさらに6区間に分割し、高水路側より、1～6区間とすると、i区間での任意の位置におけるせん断力 τ_i は

$$\tau_i = \frac{z_i}{d_i} \tau_{oi} \quad (4.6)$$

と表される。ここに、 τ_{oi} はi区間での最大せん断力を示す。また、i区間での横断方向スケールを区間長 d_i とすれば、(4.4)式および(4.6)式より

$$\tau_i = \rho \varepsilon_i \frac{d u_i}{d z_i} \quad (4.7)$$

$$\varepsilon_i = k_i d_i \Delta u_i \quad (4.8)$$

となる。以上の3式により、i区間での流速 U_i は、 $y_i = 0$ での流速を U_i とすると、

$$U_i = \frac{\tau_{oi}}{2 \rho k_i d_i^2 \Delta u_i} z_i^2 + U_i \quad (4.9)$$

と表される。ここで、 $y_i = d_i$ の時、 $U_i = U_i + \Delta U_i$ であることを考慮すれば、(4.9)式は

$$U_i = U_i + \Delta U_i \left(\frac{z_i}{d_i} \right)^2 \quad (4.10)$$

と変形される。(4.10)式は各区間での速度分布を表しているが、 U_i 、 ΔU_i および d_i は未知であり、この式からは一意的に分布形を決定することはできない。しかしながら、各区間端点での速度の連続条件を考慮すると、a、c、e、g点での速度 U_1 、 U_2 、 U_4 および U_6 を与えることに残りの未知量は決定され、分布形が求まることになる。

(4.10)式を計測結果に適用した一例として、Table 4.1に示したCase A-3の低水路部水深2.5cmの場合について示すとFig. 4.10のようである。図中、矢印で示した点がaおよびg点に相当する。図より(4.10)式の適合性は非常によく、速度の横断分布は2次式で十分近似し得ることが知れ、レイノルズ応力を三角形分布とした仮定の妥当性がうかがわれる。また、低水路部水深を変化させた場合についても、Fig. 4.11に示すように(13)式の適合性が認められる。

しかしながら、与条件として、本来予測されねばならない低水路部、高水路部の速度 U_1 、 U_2 および境界部付近の極大値 U_2 、極小値 U_4 が用いられており、現段階では実用上無力であるが、速度の横断分布式として提案した(4.10)式は、定量的には不明なものの、定性的には速度の横断分布がレイノルズ応力形状より説明されることが知れた。そこで、速度の横断分布のもつ物理的意味について考察する。

低水路部と高水路部の境界付近で速度の横断分布が極大値および極小値をもつことと、従来より指摘されている高水端先端より自由表面に向かう斜昇流によって下方にある速度の遅い流体が上方に運ばれることを考慮すれば、境界部付近の内部構造はFig. 4.12のように推定される。すなわち、速度分布の極小値は斜昇流が通過する位置を示し、極大値は斜昇流により喚起された縦渦が下降する位置に生ずると考えられる。

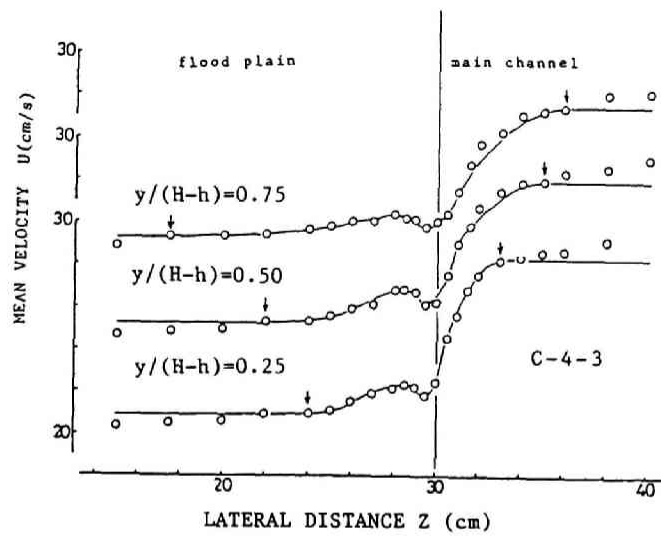


Fig. 4.10 Verification of lateral distribution model of mean velocity.

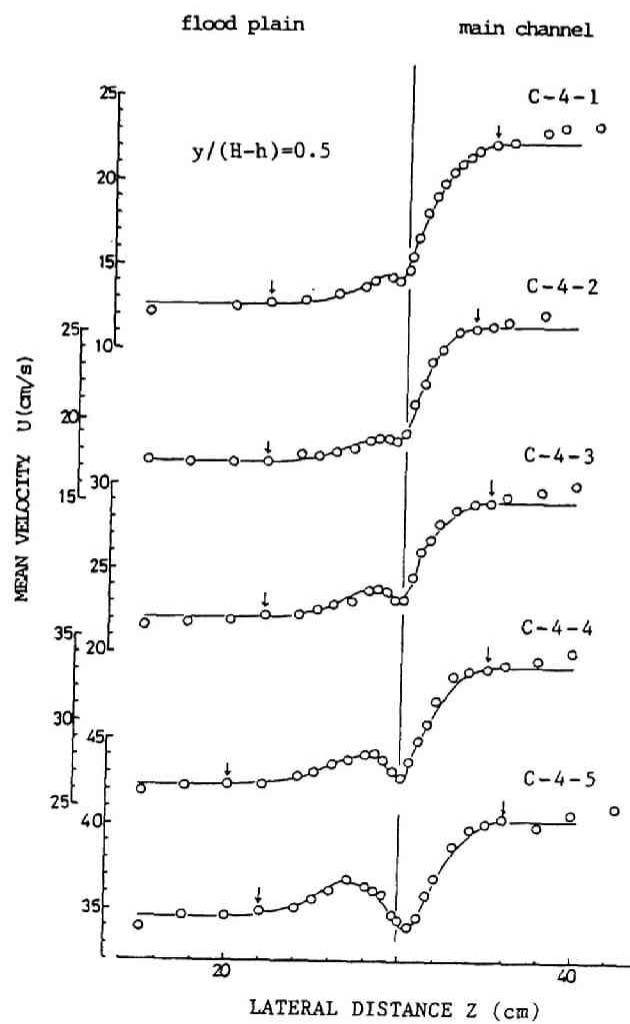


Fig. 4.11 Verification of lateral distribution model of mean velocity.

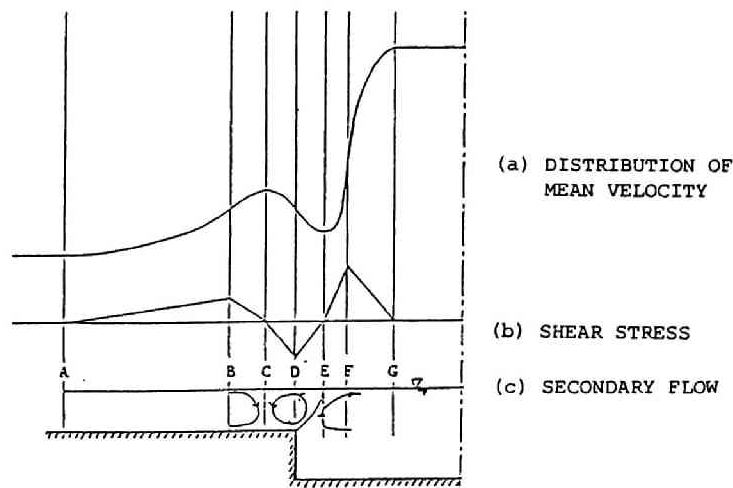


Fig. 4.12 Relation between the distribution of Reynolds stress $-\overline{u'w'}$ and the distribution of velocity U and secondary flow.

4.2.4 レイノルズ応力分布に基づく分布表示式 (2) ¹⁰⁾

二つの異なる速度をもつ流れの境界面近傍を対象とした2次元混合層と、低水路流れと高水路流れの境界部の流れは、作用する剪断力および渦の形成が速度差に起因するものであり、類似した流れであることは容易に推定することが可能であり、その相似性は3章で確認された。ただし、2次元混合層が流下方向に層厚が増加して動的平衡状態に達するのに対し、複断面開水路流れの混合域では前章で述べたように3次元的な平衡状態であるという差異がある。ここでは、2次元混合層流れについて研究が行われてる速度分布について概説するとともに、複断面開水路流れの混合域における結果と比較し、その速度分布表示式について検討する。

(1) 2次元混合層流れの速度分布 ¹¹⁾

2次元混合層では、異なる速度 U_0 および U_1 ($U_0 > U_1$) をもつ流れの境界面で流体の混合が生じ、流下するにつれて層厚が増加するが、速度分布には相似性があることが知られている。混合層の厚さスケールを b とすると、速度分布は次式で表される。

$$\frac{u - U_1}{U_0 - U_1} = f(z/b) = f(\eta) \quad (4.11)$$

ここに、 u は局所流速、 z は流れに直角な方向の座標である。(4.11)式の解としては、Prandtlの混合距離理論を用いたTollmienの解および渦動粘性係数を一定とするPrandtlの第2仮定を用いたGoertlerの解が得られており、いずれの解についても実験値と良い一致を示すことが4.2.3で確かめられた。

Goertlerは、Prandtlの第2仮定、

$$\tau = \rho k C_1 x (U_0 - U_1) \frac{\partial u}{\partial z} \quad (4.12)$$

と次のように仮定した流れ関数を用いている。なお、 ρ は密度、 k および C_1 は定数、 x は流れ方向座標で

ある。

$$\psi = U \times F(\eta) \quad (4.13)$$

ここに、 $U = (U_0 + U_1)/2$ 、 $\eta = \sigma z/x$ 、 σ は定数である。これらを2次元混合層の運動方程式、

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \tau}{\partial z} \quad (4.14)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4.15)$$

に代入し、得られた微分方程式の第一次近似解として導いた結果が次式のGoertlerの解である。すなわち、

$$\frac{u - U_1}{U_0 - U_1} = \frac{1}{2} (1 + \operatorname{erf} \eta) \quad (4.16)$$

ここに、 $\operatorname{erf} \eta = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\eta \exp(-t^2) dt$ で表される誤差関数である。これを複断面開水路流れの

混合域における速度分布計測結果と比較し、その適用性について検討する。 U_m を混合域外の低水路流れの平均流速、 U_r を混合域外の高水敷上流れの平均流速、 L_z を混合域幅を表すスケール、 U を混合域での局所平均流速とすれば、(4.16)式は、

$$\frac{U - U_r}{U_m - U_r} = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \operatorname{erf} \left(\frac{z}{L_z} \right) \right\} \quad (4.17)$$

のようになる。

一方、レイノルズ応力分布は、(4.12)式と(4.16)式より、

$$\tau = -\frac{\rho k C_1 x (U_0 - U_1)^2}{\sqrt{\pi}} \cdot \exp(-\eta^2) \quad (4.18)$$

となり、その分布形は指数関数で表され、大きさは速度差の2乗に比例する。

(2) 境界部の速度分布

ここでは、長さ13m、幅39cmの亚克力樹脂製可変勾配直線水路の左岸側に、幅12cm、高さ $h=2.1$ cmの高水敷を設置した複断面水路において、1成分レーザ・ドップラー流速計を用いた速度分布計測結果を用い、境界部の速度分布について検討する。なお、計測精度を上げるため、計測部の側壁および底面をガラス製としており、ガラス板で作成した高水敷を設置した。計測は、流下方向速度の横断分布を、サンプリング周波数20Hzでデータ数を500個として行った。

Fig. 4.13は混合域における速度計測結果（高水敷上水深の半水深高さでの結果）と(4.17)式を用いた計算結果を比較したものであり、適用に際しては、高水敷先端付近の分布形状が斜昇流の影響を受けることを考慮し、第1の混合機構に適用されるGoertlerの解と低水路内の計測結果との一致に重点を置いた。

ここで、(4.17)式を適用する際の手順について述べる。(4.17)式を用いるために決定すべきパラメータは、低水路内平均速度 U_m 、高水敷上平均速度 U_r 、混合域の幅スケール L_z である。まず、本実験の条件下では低水路内に速度の一定領域が存在し、これより低水路流れの平均流速 U_m は容易に決定できる。つぎに、(4.17)式の右辺に含まれる誤差関数は、 $z/L_z=1$ で0.843、2で0.995となることより、 $-2.0 < z/L_z < 2.0$ の範囲を対象とし、 L_z および L_0 を試行錯誤で変更し、低水路内の計測値と計算値を一致させる方法を用いて(4.17)式のパラメータを決定した。

図より、いずれのケースにおいても、混合域中心位置 $z/L_z=0$ より低水路側における計測値と計算値の一致は非常に良く、本手法の妥当性を示す結果となっている。一方、高水敷上の結果についてを見ると、高水敷

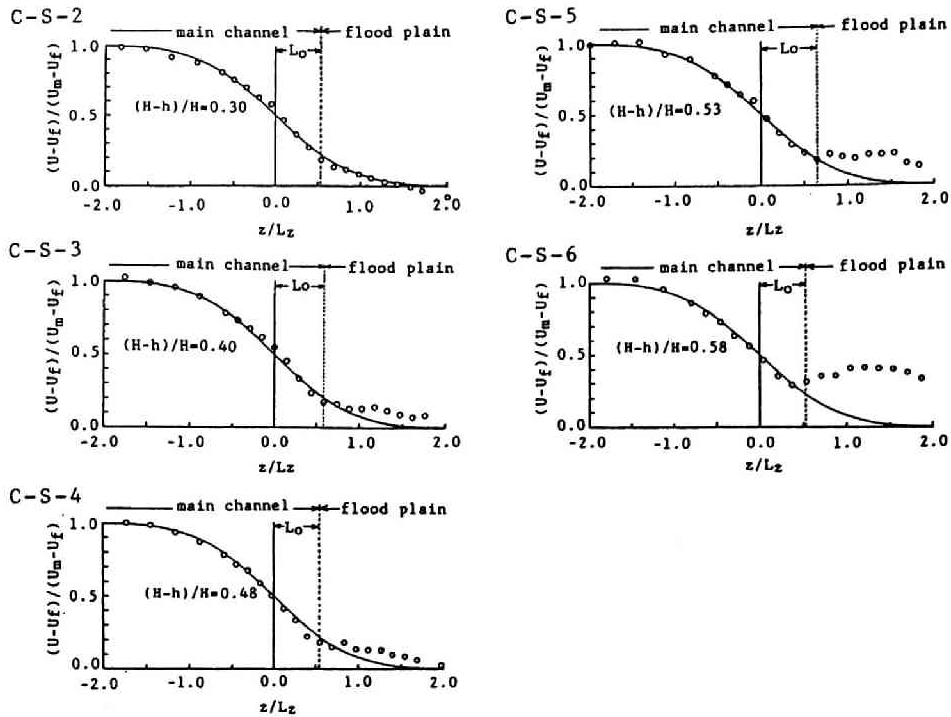


Fig. 4.13 Lateral distribution of mean velocity in the mixing zone with the result of Eq.(4.17) at various depth.

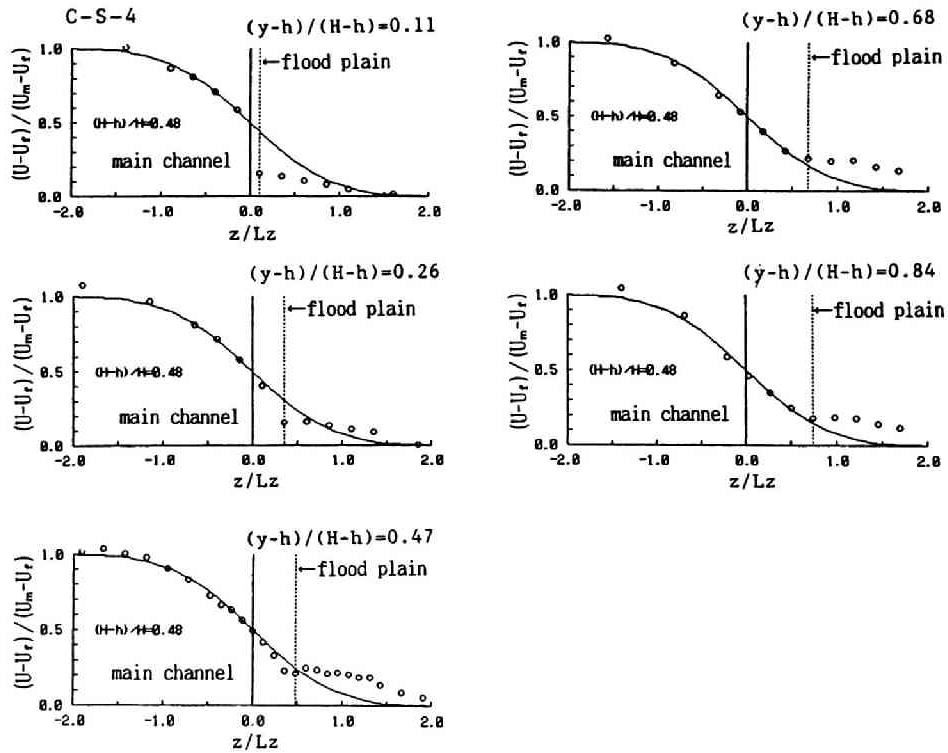


Fig. 4.14 Lateral distribution of mean velocity in the mixing zone with the result of Eq.(4.17) at various height.

水深／低水路水深比 $(H-h)/H$ が大きくなるにつれて計算値と計測値の差異が顕著となっている。これは、流れの構造との関連で説明される。すなわち、高水敷水深／低水路水深比が小さい場合には低水路流れと高水敷流れの速度差が大きく、第1の混合機構が卓越するのに対し、高水敷水深／低水路水深比が大きくなるにつれて速度差が減少し、第1の混合機構に比べて相対的に第2の混合機構が卓越するようになり、高水敷先端近傍の速度分布に大きな影響を与えるようになるためであると考えられる。これは、第2の混合機構を引き起こす斜昇流は、単断面開水路流れにもともと存在する2次流が高水敷先端付近における流れの境界条件の影響を受け、その強度を増したものであると考えれば説明可能である。なお、緒論のFig.2で示したように、わが国の一級河川では、高水路水深／低水路水深比が0.5以下が大半であり、この範囲では図に示すように(4.17)式での速度分布表示が可能であると考えられる。また、Fig.4.14は、異なる計測高さでの分布を示したものであり、いづれの高さにおいても(4.17)式での速度分布表示が可能であることを示している。

以上の検討は、流れの構造との関連で言うと、第1の水平混合のみを考慮した速度分布表示式の検討であり、第2の斜昇流による影響は考慮されていない。斜昇流による流体混合で生ずるレイノルズ応力が第1の混合と同様に指数関数で表されるものとする、以下のような検討ができる。すなわち、これまでに示したように、境界部の速度分布は流れの構造を反映したものであり、レイノルズ応力分布と速度分布の関係を、レイノルズ応力の重ね合わせが可能であると仮定して示すとFig.4.15のように表すことが可能である。すなわち、第1の混合機構によってレイノルズ応力 $-\overline{uw}_1$ が生じ、さらに、第2の混合機構によって低水路内の流体が高水敷上に及び、図のようなレイノルズ応力 $-\overline{uw}_2$ を生ずる。この両者を重ね合わせると $-\overline{uw}_{1+2}$ で示す分布となり、Fig.4.4および4.8で示したレイノルズ応力 $-\overline{uw}$ の計測結果が説明される。これより、極大値と極小値を有する図のような速度分布が得られる。

Fig.4.15に示した考え方に基づき、低水路水深 H の異なる条件における高水敷半水深高さでの速度横断分布計測結果と計算結果を示したものがFig.4.16である。このようにレイノルズ応力分布、速度分布が流れの構造から説明されることが知れる。なお、斜昇流による影響は高水路水深／低水路水深比によって異なること、および高水路水深／低水路水深比が0.5以下の場合には斜昇流の影響は小さいことから、速度分布を表す第1次近似式として(4.17)式は妥当であると判断され、以下にこの表示式について検討を加える。

(3) 速度分布式の適用性の検討

(4.17)式を用いるために決定すべきパラメータは、低水路内平均速度 U_m 、高水路内平均速度 U_r 、混合域の幅スケール L_z および混合中心位置 L_o である。Fig.4.13に示した高水路半水深における速度分布計測結果への(4.17)式の適用結果より得られる混合域幅および混合域中心位置と高水路水深／低水路水深比の関係を整理したものがFig.4.17である。図より、高水敷高さ h で無次元化した L_o および L_z は高水路水深／低水路水深比にかかわらず、ほぼ一定値を示しており、高水敷高さ h が速度分布形を決める重要なパラメータであることが知れる。なお、 L_o は高水敷高さの0.9倍程度、 L_z は1.6倍程度の値を示している。しかしながら、同一の水利条件下における異なる測線高さでの分布形と(4.17)との比較を示したFig.4.14の結果を見ると、 L_o および L_z は高さによって異なり、水面に近づくにしたがって大きくなる傾向を示している。これらのパラメータを低水路水深の異なるケースの結果をも含め、高水敷高さ h で無次元化して整理するとFig.4.18のようになり、低水路水深 H に関わらず直線近似が可能な分布を示す。このように、横断方向スケールが高水敷高さ h で表されることはRajaratnum & Ahmadi⁶⁾も指摘している。彼らは、低水路と高水路の境界から測った距離を用いており、低水路の横断方向スケールは $d_m=3.78h$ で表されるとしている。 d_m は、 L_o+L_z に相当するものであり、彼らの示した値は水面付近での値に近いものとなっている。また、彼らは水深方向には一定として

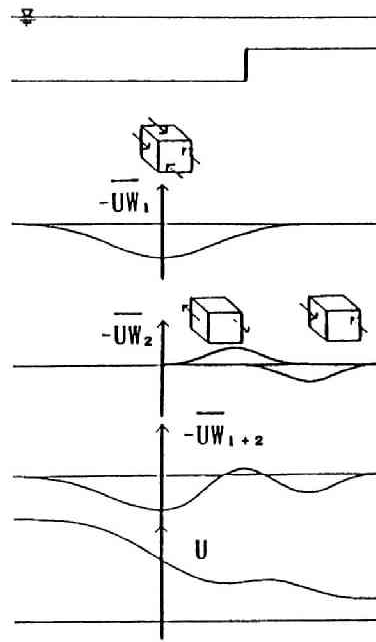


Fig. 4.15 Relation between the distribution of Reynolds stress $-\overline{uw}$ and the distribution of velocity U .

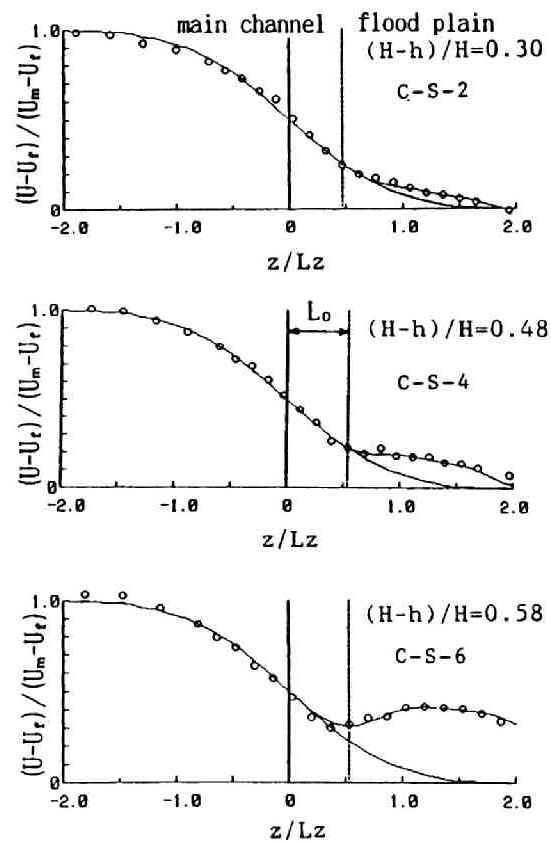


Fig. 4.16 Lateral distribution of mean velocity and calculated distribution in the mixing zone by Eq(4.17) based on the concept in Fig.4.15.

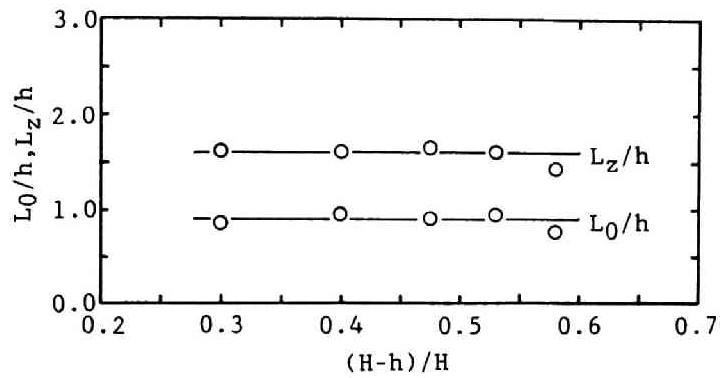


Fig. 4.17 length scale, L_0 and L_0+L_z obtained in Fig. 4.13.

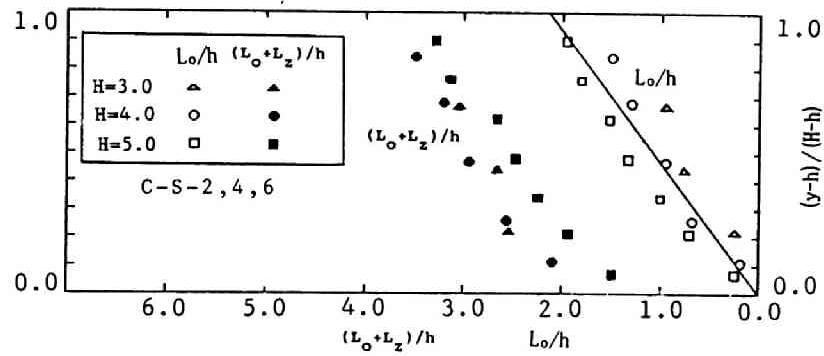


Fig. 4.18 Length scale, L_0 and L_0+L_z in the case of smooth main channel with smooth flood plain.

Table 4.2 Comparison of velocity ratios, U_f/U_m , determined by the experiments and the calculated ratios by Eq.(4.23).

Case	U_f / U_m	
	Experiments	Eq. (12)
7	0.40	0.415
8	0.50	0.510
9	0.57	0.577
10	0.64	0.627
11	0.66	0.667

いるが、図に示されるように、水面で大きく高水敷高さまで直線的に減少する。以上のように、結果に差異はあるものの、横断方向スケールが断面形状を規定する高水敷高さ h で表されることは、流れの構造が低水路流れと高水路流れの速度差のみに影響されているのではなく、断面形状にも影響されていることを示している。

以上のように、(4.17) 式を用いて混合域の速度分布を算定するためのパラメータ 4 個の内、混合域幅と混合域中心位置 L_z 、 L_o が高水敷高さ h より決定されるとすれば、 U_m および U_f あるいはその比 U_f/U_m が分かれば速度分布が計算される。つぎに、以下に述べる簡便法で U_f/U_m を決定して計測結果と比較する。

次の 2 つの仮定を用いる。まず、混合域外の低水路流れおよび高水路流れにおいて、断面平均流速はマンニング式で計算することができ、それぞれ、 $V_m = (1/n_m) H_m^{2/3} I_m^{1/2}$ 、 $V_f = (1/n_f) H_f^{2/3} I_f^{1/2}$ で表される。ここに、添え字 m は低水路流れ、 f は高水路流れを表しており、 V は断面平均流速、 n はマンニングの粗度係数、 H は水深、 I は勾配である。第 2 の仮定として、 V_m および V_f が計算される位置での鉛直方向の速度分布は対数則に従い、摩擦速度は $u_* = (gHI)^{1/2}$ で計算される。

以上の仮定を用いると、(4.17) 式で用いる低水路流れの平均速度 U_m は、

$$\frac{U_m}{V_m} = 1 + \frac{u_{*m}}{\kappa V_m} \left\{ 1 + \ln \left(\frac{y_m}{H_m} \right) \right\} \quad (4.18)$$

と表される。ここに、 κ はカルマン定数 ($=0.4$)、 y_m は (4.17) 式で計算しようとする横断測線高さである。つぎに、 $V_m = (1/n_m) H_m^{2/3} I_m^{1/2}$ および $u_{*m} = (gH_m I_m)^{1/2}$ を (4.18) 式に代入すると次式が得られる。

$$\frac{U_m}{V_m} = 1 + \frac{n_m g^{1/2}}{\kappa H_m^{1/6}} \left\{ 1 + \ln \left(\frac{y_m}{H_m} \right) \right\} \quad (4.19)$$

同様にして高水路流れについても (4.19) 式の添え字を f とした次式、

$$\frac{U_f}{V_f} = 1 + \frac{n_f g^{1/2}}{\kappa H_f^{1/6}} \left\{ 1 + \ln \left(\frac{y_f}{H_f} \right) \right\} \quad (4.20)$$

が得られる。(4.19) の右边を C_m とし、高水路流れについても (4.20) 式の右边を C_f とすると、 U_m および U_f は、

$$\text{低水路流れ} : U_m = C_m V_m \quad (4.21)$$

$$\text{高水路流れ} : U_f = C_f V_f \quad (4.22)$$

と表され、速度比 U_f/U_m が計算される。

つぎに、前節で示した結果と比較する。いま対象としている水路では低水路と高水敷はアクリル樹脂製であり、マンニングの粗度係数 n は 0.01 程度で同じであり、路床勾配も変わらない。そこで、 $n_m = n_f$ 、 $I_m = I_f$ として速度比 U_f/U_m を表すと、

$$\frac{U_f}{U_m} = \frac{C_f V_f}{C_m V_m} = \frac{C_f}{C_m} \left(\frac{H_f}{H_m} \right)^{2/3} \quad (4.23)$$

のようになる。Fig. 4.13 の結果より得られる速度比 U_f/U_m と (4.23) 式で得られる結果を比較して示したものが Table 4.2 であり、両者の一致は良好である。この結果は、ここに示した簡便法により複断面開水路流れの混合域における速度分布を表すことが可能であることを示している。なお、速度分布の計測結果とここに示した簡便法による混合域の速度分布 (図中の実線) を比較して示した Fig. 4.19 の結果が示すように、高水路水深/低水路水深比が小さく、斜昇流に起因する第 2 の混合機構が卓越しない場合という制約条件がある。また、ここに示した結果は低水路および高水路がともに滑面水路の場合であり、低水路粗度と高水路粗度が異なる場合の検討が必要である。これについては次節で取り扱うこととする。

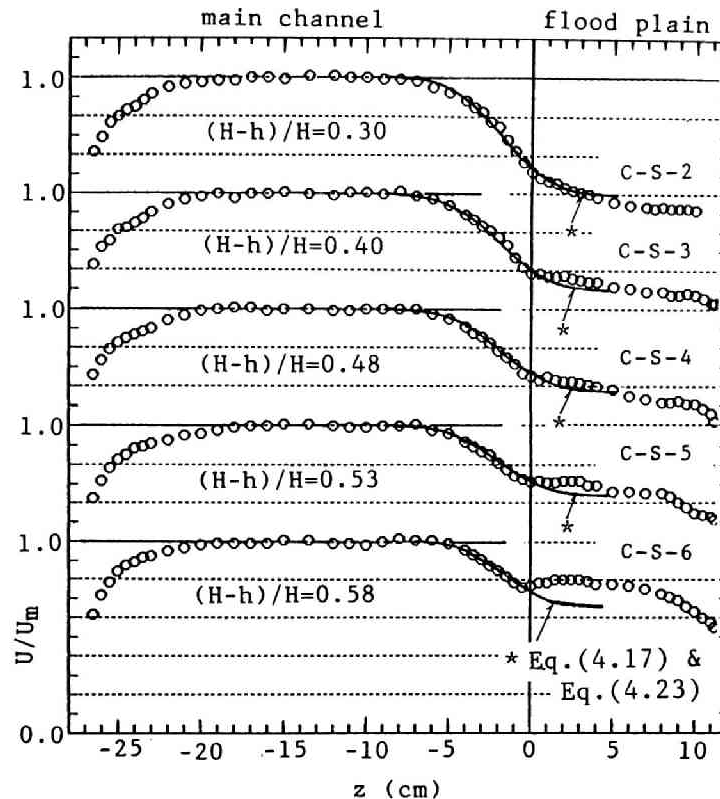


Fig. 4.19 Lateral distributions of velocity and calculated distributions in the mixing zone by Eq.(4.17) and Eq.(4.23).

4.3 流量計算法に関する検討

4.3.1 水位・流量関係

前節では低水路と高水路が共に滑面水路の場合を取り扱ってきたが、ここでは高水路粗度 n_r と低水路粗度 n_m の比 n_r/n_m を1.0、1.3、4.0とした場合の結果を用いた検討を行なう。実験は、幅39cmの長方形断面水路の左岸側に幅12cm、高さ2.1cmの高水敷を敷設した複断面水路において、水深・流量関係の計測および平均速度の横断分布の計測を行ったものである。用いた粗度要素は、溝型粗度および棒状粗度であり、高水敷に貼りつけた後、高水路を分離して計測した水面形よりManningの粗度係数を評価する方法を用い、溝型粗度は $n=0.013$ 、棒状粗度は $n=0.04$ という結果を得た。粗度の諸元および配置はFig. 4.20に併示した補助図の通りである。Fig. 4.20は、水深と流量の計測結果と単断面法、鉛直分割で分割面を潤辺に含めない従来の断面分割法、および井田法¹²⁾による計算結果を比較して示したものである。なお、井田法については図中の+印の計測値を用いて複合粗度係数を評価している。いずれの場合にも、単断面法では流量を過小評価、断面分割法では過大評価しており、井田法による計算結果の優位性が認められる。また、高水路粗度が大きくなるにしたがって単断面法による結果と計測結果の差は大きくなり、粗度比が4.0の場合には適用不可能である。これらの結果より、井田法の適用性が良いことが知れるが、精度良く計算するためには1組の計測値が必要であり、計測値が得られない場合の計算精度には問題が残る。1章で述べたように、福岡ら¹³⁾は

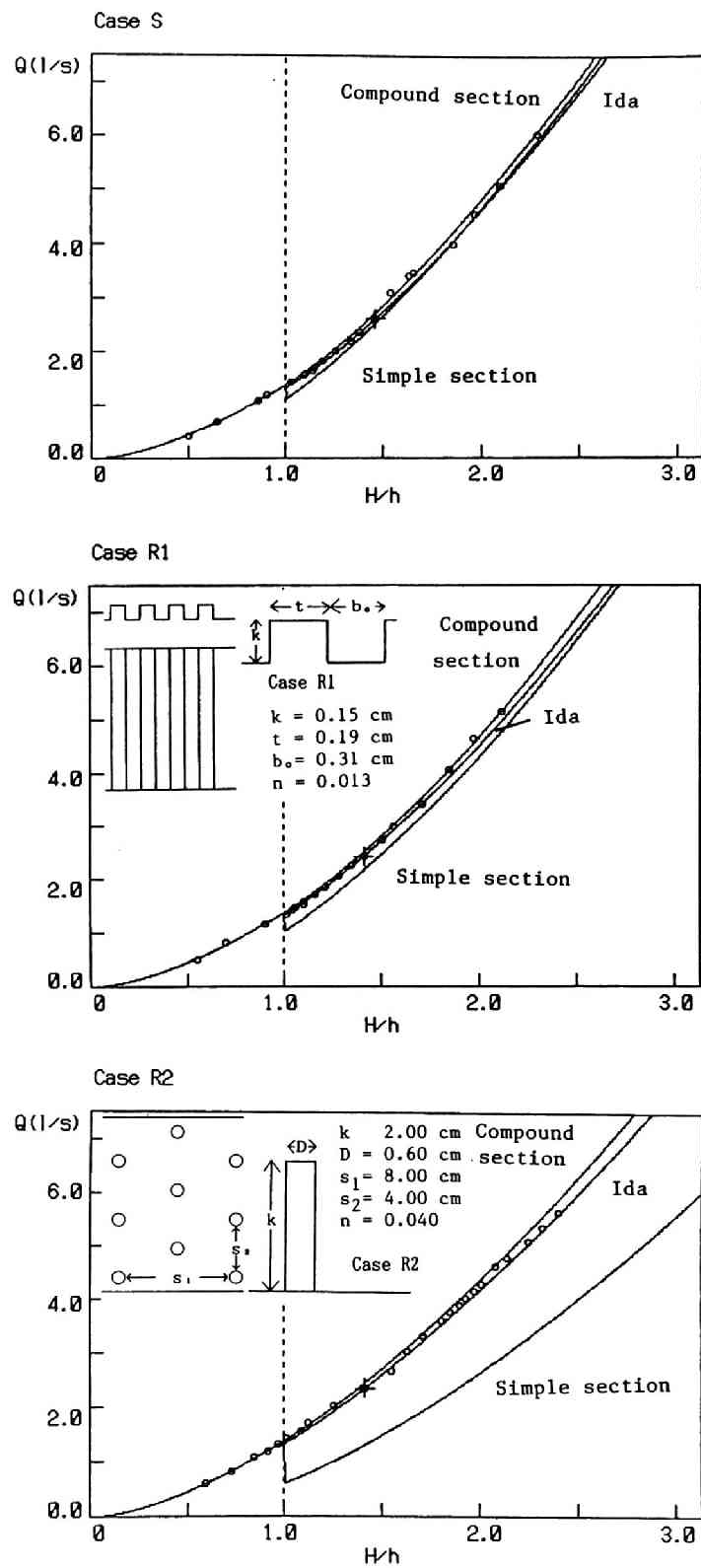


Fig. 4.20 Stage-discharge curves and experimental data for 3 kinds of roughness of flood plain.

複合粗度係数の普遍的な決定法を検討しているが、確立された方法は得られていない。また、種々の計算法が提案されているが、普遍的な方法が確立されていないのが現状である。このような状況に鑑み、次項では前節までに検討してきた速度分布を考慮した断面分割法を提案し、その適用性について検討する。

4.3.2 流速の横断分布を考慮した断面分割法¹⁴⁾

(1) 低水路粗度と高水路粗度が異なる場合の境界部の流速分布

4.2.4 で示した速度分布表示式の(4.17)式を用いた検討を行う。Fig. 4.21は、高水路粗度/低水路粗度比が4.0の場合の境界部における速度分布計測結果と(4.17)式を比較して示したものである。図は、種々の高水路水深/低水路水深比の場合における高水路半水深高さにおける結果を示したものであり、計測値と計算値の一致は境界面から低水路の範囲で良好である。ここでも4.2.4 で述べたように計算上のパラメータである混合幅 L_z および混合中心位置 L_0 は、計測結果に一致するように決定している。これらのパラメータを低水路水深の異なるケースの結果をも含め、高水数高さ h 無次元化して整理するとFig. 4.22のようになる。図には、3種の高水路粗度/低水路粗度比の結果が示されており、いずれの場合にも、低水路水深 H に拘らず L_0 および L_0+L_z は直線近似が可能な分布を示しているのが分かる。図より、 L_0 は高水数先端より水面に向かって直線的に増加し、水面では高水路粗度/低水路粗度比に拘らず高水数高さ h の2倍程度の値となることが分かる。一方、低水路内の干涉領域の幅を表す L_0+L_z の分布を見ると、いずれの場合にも水面に近づくにつれて増加する直線分布を示すが、その大きさは高水路粗度/低水路粗度比によって異なり、粗度比が大きくなるにとともに大きくなっている。このように、高水路粗度と低水路粗度が異なる場合にも(4.17)式が適用可能であるとともに、 L_0 、つまり、低水路流れと高水路流れの平均流速を示す位置が高水数端と水面で高水数高さの2倍の位置を結ぶ線上に存在するという特性は重要であり、次に示す流量計算法の根拠となるものである。

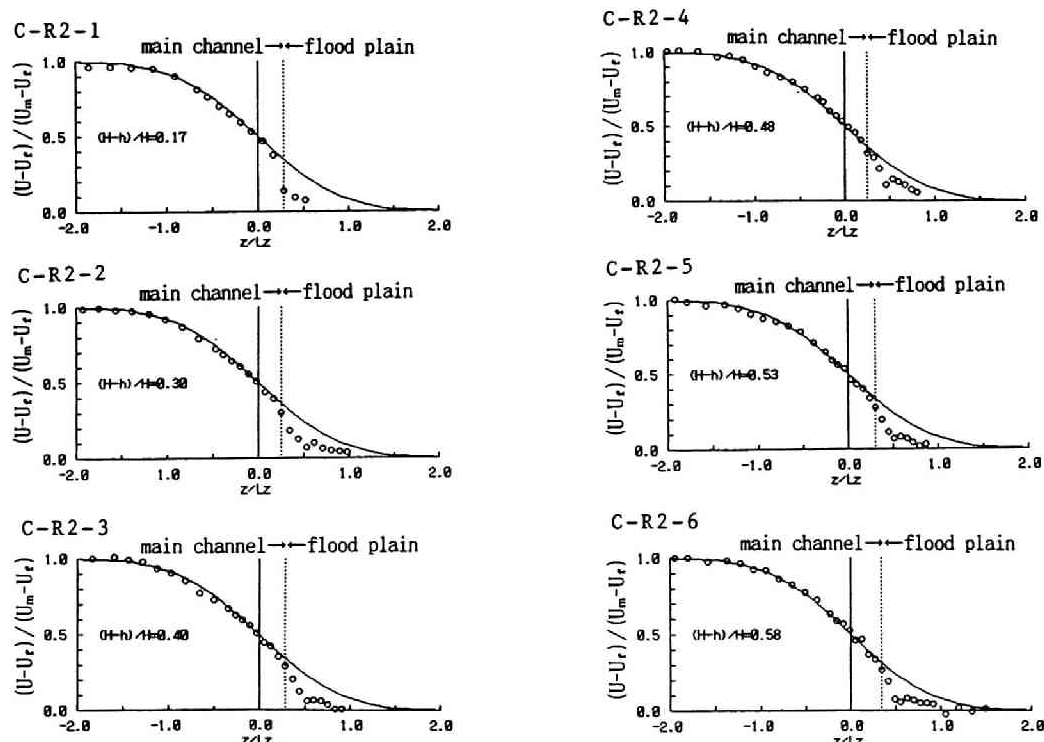


Fig. 4.21 Lateral distributions of mean velocity in the mixing zone with the rough flood plain at various depth and the result of Eq.(4.17).

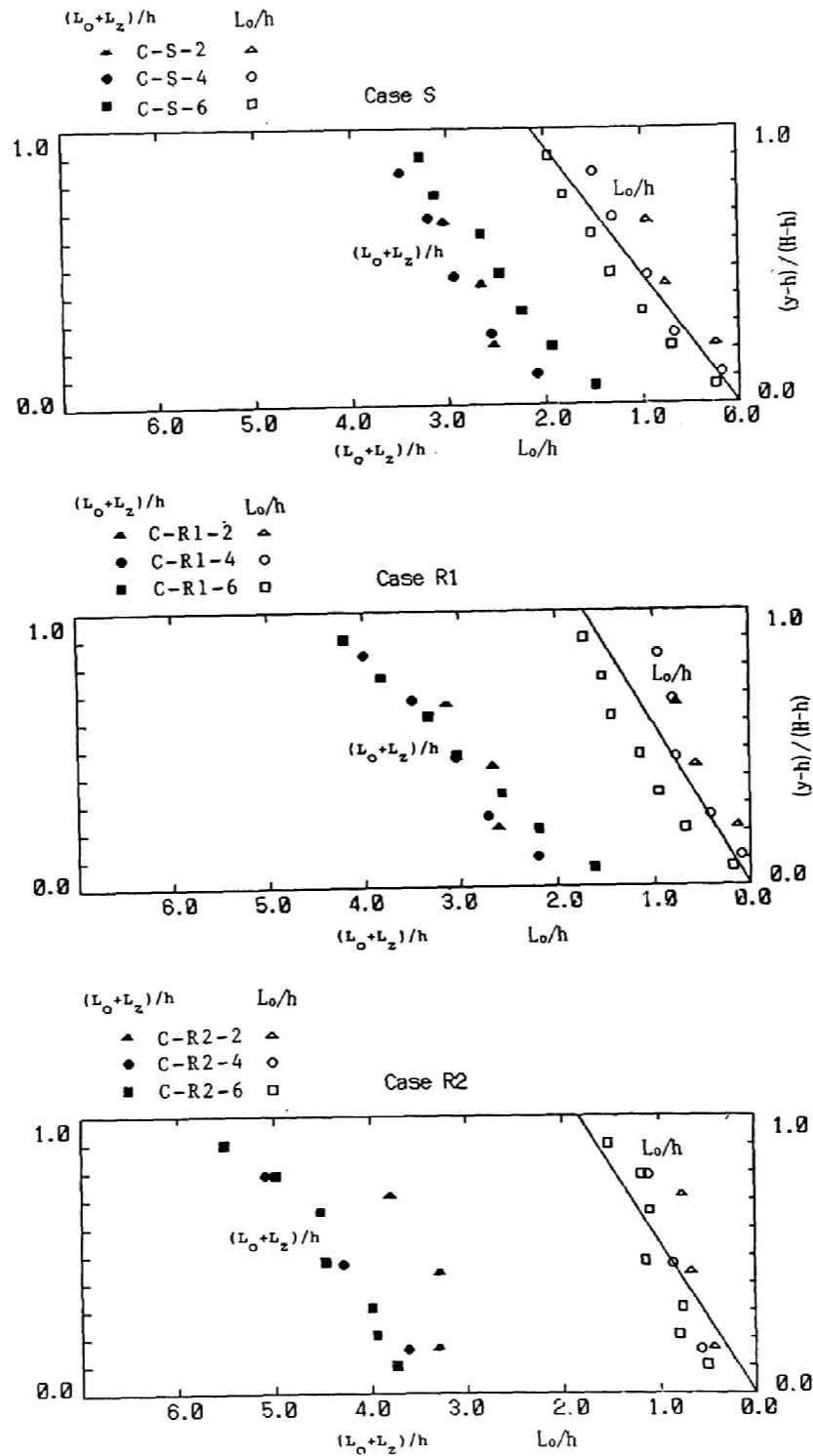


Fig. 4.22 Length scale, L_0 and L_0+L_z in the case of smooth main channel with flood plains of three different roughness.

(2) 断面分割の考え方

以上の結果で示したように、高水路水深 $H-h$ が低水路水深 H に比して小さな範囲では、境界部の速度分布は(4.17)式で精度良く表される。そこで、ある高さの平均速度の横断分布が(4.17)式で表されるとするとFig.4.23のような分布となる。ここで単位高さあたりの流量を、低水路平均速度 U_m と高水路平均速度 U_r の平均値を示す高水数端より L_o の位置を分割点として計算すると、低水路側では図のAの部分を通大評価し、高水路ではBの部分を通小評価することになるが、分布形状より $A=B$ であるため、低水路流量と高水路流量の合計ではA、Bは相殺され、(4.17)式を積分した値と一致する。したがって、各高さにおける L_o の位置が普遍的に表されれば、各点を分割点として単位高さあたりの流量が算定される。この点は、Fig.4.4 に示すようにレイノルズ応力 $-\overline{uw}$ が最大となり、 $-\overline{uv}$ および $-\overline{vw}$ がほぼ0となる位置である。このことは、この面を分割面とし、その面に作用する応力を考慮すれば流量計算が可能であることを示している。しかしながらFig.4.23に示した考え方を適用すれば、この面を分割面として低水路流量と高水路流量を計算して合計すれば、それぞれの部分で過大および過小評価するものの、合計した値では、それらが相殺され、正しい値となる。Fig.4.22で示したように、 L_o は高水数端と低水路側に高水数高さの2倍離れた水面での位置を結ぶ線上に存在することより、Fig.4.24に示すように、この線を分割線とした次式により流量を計算することが可能である。なお、ここでは実験結果と同様に片側高水数の断面を対象としている。

$$Q_{total} = Q_m + Q_r \quad (4.24)$$

$$\text{低水路流量: } Q_m = A_m \cdot U_m \quad U_m = (1/n_m) \cdot R_m^{2/3} \cdot I^{1/2}$$

$$A_m = (B-b) \cdot H-h \cdot (H-h) \quad R_m = A_m / (H+B-b+h)$$

$$\text{高水路流量: } Q_r = A_r \cdot U_r \quad U_r = (1/n_r) \cdot R_r^{2/3} \cdot I^{1/2}$$

$$A_r = b \cdot (H-h) + h \cdot (H-h) \quad R_r = A_r / (H-h+b)$$

この方法では、分割線の角度が低水路水深 H によって変化し、 H が小さい時には水平分割に近くなり、 H が大きくなると鉛直分割に近くなる。

(3) 計算結果の検討

Fig.4.25に、低水路および高水路が共に滑面水路の場合の計測結果と(4.24)式による計算結果および井田法¹²⁾を用いた結果を比較して示したものである。なお、計算では、水深を与えて流量を評価している。図より、いずれの方法でも実験値と良い一致を示しているが、井田法が図中の+印の実験値を必要とするのに対し、ここに示した断面分割法は、実験値を必要としない点で有用性が高いと言える。また、Fig.4.26は、3種の高水路粗度/低水路粗度比を有する複断面水路における計測結果を(4.24)式による計算結果を比較して示したものであり、図より、ここに提示した流量計算法の妥当性が確認される。計算値と計測値を比較すると、高水路粗度/低水路粗度比が1.0の場合には平均して約0.5%の過大評価、1.3の場合には約0.7%の過大評価、4.0の場合には約2.4%の過小評価となっており、かなりの精度が得られている。しかしながら、ここで用いた結果は、低水路及び高水路の水路幅/水深比が大きく、側壁あるいは対岸の高水数の影響が無視し得る範囲のものであるとともに、高水路水深/低水路水深比が0.5以下の範囲に限られるものである。したがって、種々の条件で検討する必要があるが、速度分布を考慮した新たな断面分割法は有用なものの一つと考えられる。

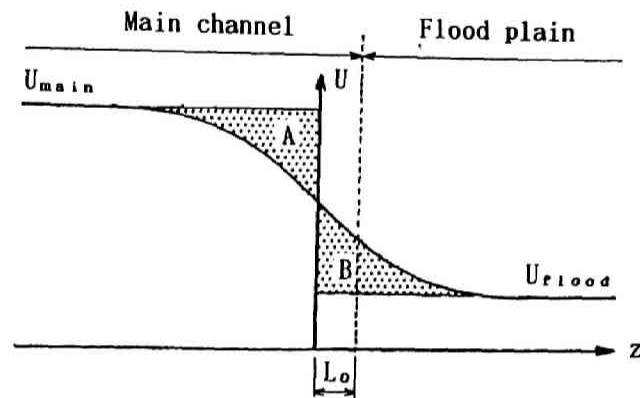


Fig. 4.23 Simplified distribution of mean velocity in the mixing zone.

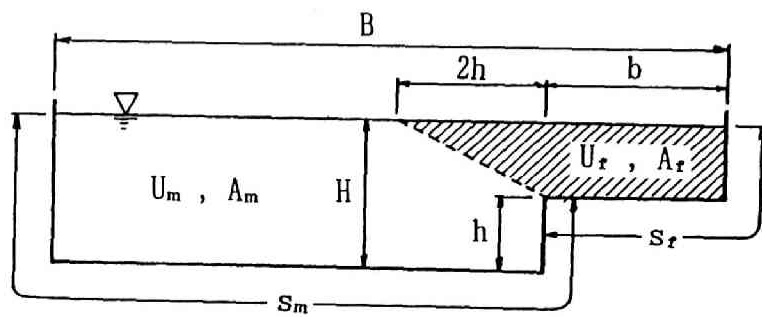


Fig. 4.24 Symbols in Eq.(4.24).

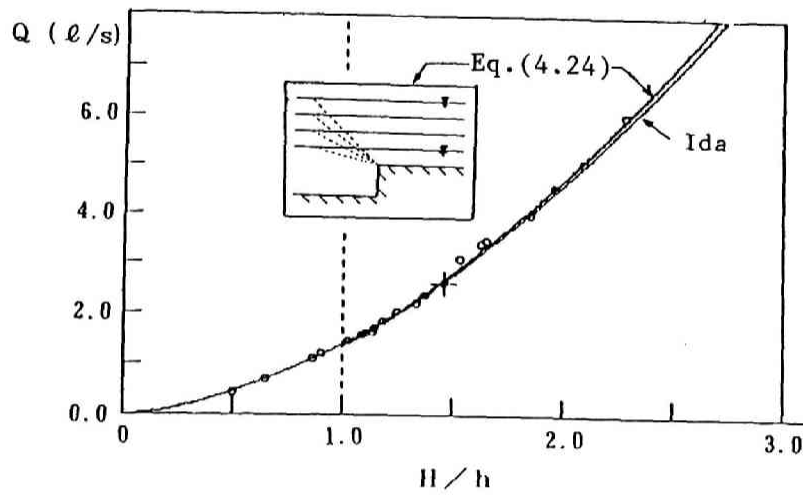


Fig. 4.25 Stage-discharge curve calculated by Eq.(4.24) and experimental data.

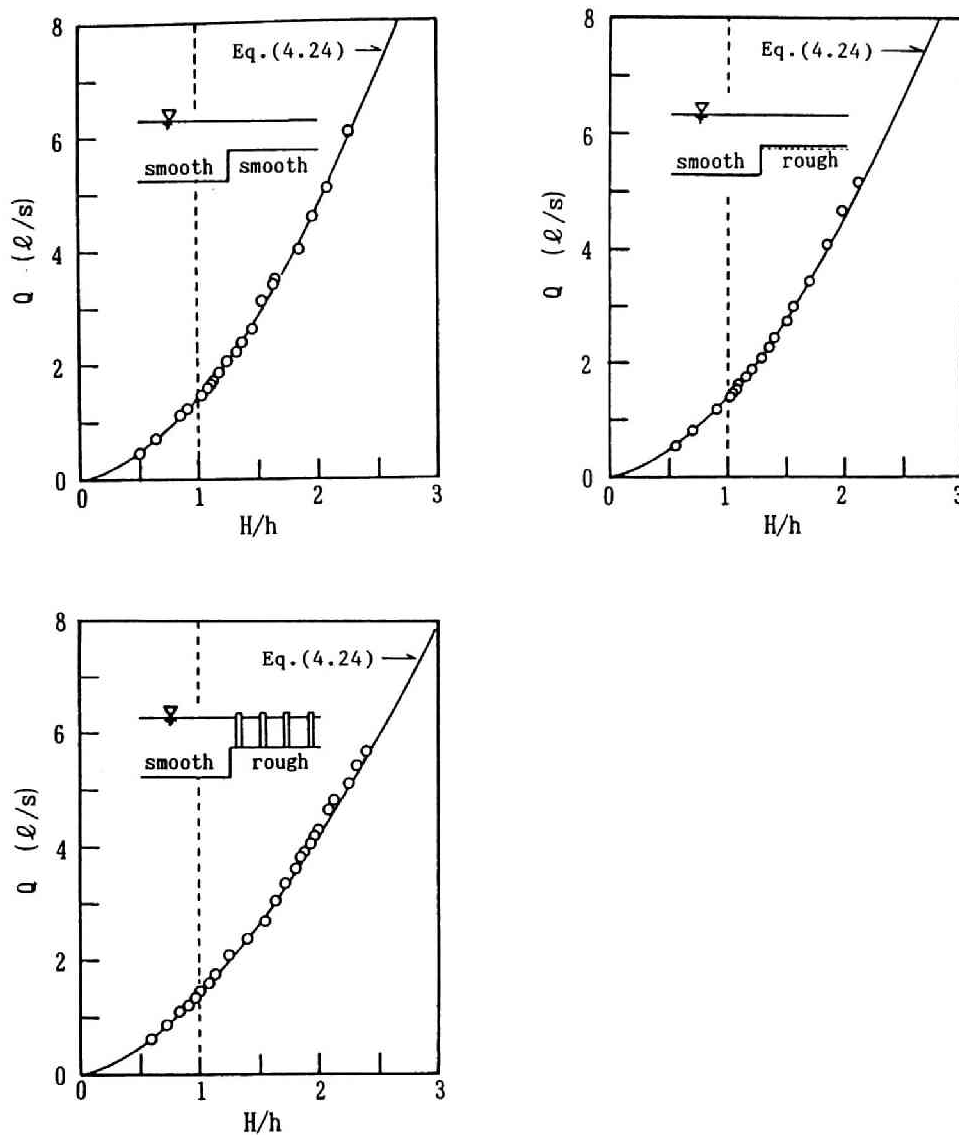


Fig. 4.26 Comparison between calculations by Eq(4.24) and experimental data in compound channels with different roughness of flood plain.

4.4 結 語

本章では、平均速度の横断分布について検討し、流れの構造を考慮した速度分布表示式を示すとともに、速度分布の検討より得られた結果を利用した流況計算法を提示した。速度分布表示式および流量計算式と計測結果の適合性は良好であり、それらの妥当性が確認された。主な結果をまとめるとつぎのようである。

1) 速度分布は流れの構造を反映したものであり、3章で示された第1の水平混合と第2の斜昇流による混合現象の存在を同わせる。これらは、境界部の平均速度の横断分布形状に顕著に現れ、その分布特性がレイノルズ応力分布で説明されることが示された。

- 2) 境界部の速度分布は、2次元混合層を対象としたGoertlerの解を適用した速度分布式の(4.17)式で表されることが示された。低水路内の計測値と計算値の一致は良好であるが、高水敷上の両者の一致は高水敷上水深/低水路水深比が大きくなるにつれて悪くなるという結果となった。これは、高水敷上水深/低水路水深比が大きくなるにつれて斜昇流に起因する第2の混合機構が相対的に強くなり、その結果、高水敷先端付近の速度分布が影響を受けて速度分布表示式との差異が顕著となるためである。
- 3) 速度分布式を境界部に適用することにより得られる混合域幅および混合域中心位置を、種々の高水敷水深/低水路水深比の流れについて求めた結果、両者共に高水敷高さにより決定される量であることが示された。この結果を用い、低水路流れの平均速度と高水敷上流れの平均速度の比 U_e/U_m を、マニング式と対数速度分布式の成立を仮定した簡便法により決定する方法を併用すれば、混合域の速度分布が計算可能であることが示された。
- 4) 高水路粗度と低水路粗度が異なる場合にも(4.17)式が適用可能であるとともに、混合中心位置 L_0 、つまり、低水路流れと高水路流れの平均流速を示す位置が高水敷端と水面で高水敷高さの2倍の位置を結ぶ線上に存在するという特性を利用した流量計算法を提示した。この方法では、低水路水深 H によって分割線の角度が変化し、 H が小さい時は水平分割に近く、 H が大きい時は鉛直分割に近くなる。この方法による計算値と計測値との一致は良好であり、新たな断面分割法が示されたと言える。
- 5) 境界部の速度の横断分布が第1の水平混合を考慮した分布式で表され、それに基づく流量計算法が計測値と精度良く一致することは、流れの抵抗特性には第1の水平混合が支配的であり、斜昇流による寄与は小さいという重要な結論が得られた。

参考文献

- 1) 今本博健, 石垣泰輔, 木下聖司: 複断面開水路流れの水利特性について(2), 京大防災研年報, 第27号B-2, 1984, pp.433-444.
- 2) 今本博健, 石垣泰輔, 塩野耕二: 複断面開水路流れの水利特性について(6), 京大防災研年報, 第35号B-2, 1992, pp.349-364.
- 3) 今本博健, 石垣泰輔, 稲田修一: 複断面開水路流れの水利特性について(1), 京大防災研年報, 第25号B-2, 1982, pp.509-527.
- 4) 今本博健, 久下俊夫: 複断面流れの水利特性に関する基礎的研究, 京都大学防災研究所年報, 第17号B 1974, pp.665-679.
- 5) 富永晃宏, 江崎一博, 小葉竹重機: 複断面開水路流の三次元構造, 土木学会論文集, No.417, II-13, 1990, pp.129-138.
- 6) Rajaratnum, N. and Ahmadi, R.M.: Hydraulics of channels with flood-plain, J. Hydraulic Research, 1981.
- 7) Rajaratnum, N.: Turbulent Jets, 野村安正訳, 森北出版, 1981.
- 8) 今本博健, 石垣泰輔: 複断面開水路流れの水利特性に関する実験的研究, 第27回水利講演会論文集, 1983, pp.61-66.
- 9) 高橋 保: 河道における洪水流の特性に関する研究, 京都大学工学博士学位論文, 1971.
- 10) 今本博健, 石垣泰輔, 武藤裕則: 複断面開水路流れの水利特性について(5), 京大防災研年報, 第34号B-2, 1991, pp.387-399.
- 11) 7)を参照.
- 12) 井田至春: 広巾員水路の定常流—断面形の影響について—, 土木学会論文集, 69号別冊(3-2), 1960.

- 13) 福岡捷二, 浅野富夫, 藤田光一, 坂野 章: 複断面河道における洪水流の抵抗特性, 第30回水理講演会
論文集, 1986, pp.499-504.
- 14) Imamoto, H. and T. Ishigaki: Velocity Distribution in a Compound Open Channel, 8th Congress of
APD-IAHR, Vol. II, 1992, pp.B331-342.

第5章 複断面開水路流れの3次元構造に関する研究

5.1 概 説

3章および4章では、複断面流れの構造を低水路流れと高水路流れの混合現象の観点から検討してきた。

本章では、混合現象を支配する流体の挙動である渦運動に着目し、流れの3次元構造について検討する。

複断面流れの構造を決定している主な要素としては、低水路流れと高水路流れの速度差、隅角凹部および凸部の存在、および乱流状態の流れが有する乱れの生成に関与する3次元構造が挙げられる。これらの要素は、局所的な乱れの非一様性および局所的圧力勾配をもたらす、渦運動を発生させるが、これらの渦構造は2次流として検出されるものと平均化により隠蔽されるものがある。このような渦構造を捉えるためには横断方向速度成分と鉛直方向速度成分を同時に検出するとともに、前章までに述べた特性を考慮すると、いくつかの方法を用いた検討が必要である。ここでは、2章に示した、速度ベクトル計測法¹⁾、代数応力モデルによる計算法^{2) 3)} および横断面流況可視化法⁴⁾を用い、直線開水路流れの2次流と渦構造について検討するとともに、前述したそれぞれの要素に起因する渦構造が複合して流れの構造を構成している複断面流れの3次元構造を説明することを目的とする。

5.2 直線開水路流れの2次流と渦構造⁵⁾

直線開水路流れにおいても2次流が存在し、流れの構造に影響を与えていることは、実験的検討あるいは数値解析法を用いた検討で指摘されている。詳細については第1章で述べているが、2次流に関する研究は古くより多く行われ、種々の特性が説明されつつあるが、発生機構については不明な点を残している。これは、乱れの生成機構のモデルが多数提案されているのと同様に、現象そのものが非常に捉えにくいものであることに起因していると考えられる。このように不明な点があるものの、開水路流れにおける諸現象に深く係っており、その役割について考えてみると次のようである。

開水路流れに見られる2次流は、Prandtlの分類に従えば主流の曲りにより引き起こされる第一種の2次流と乱れの非一様性に起因する第二種の2次流に分けられる。いま対象としている直線開水路における充分に発達した乱流では第二種の2次流が存在し、その役割についてまとめるとFig. 5.1 のようになる。すなわち、流れの構造を決定する一次的要因(図中Aの部分)と、現象として捉えられるとともに、それ自体が流れの構造を決定する二次的要因となる図中Cの部分との仲介役を果たすものが2次流とそれに関連する現象(図中Bの部分)であるという図式を描くことができる。Aの部分は、流れの構造が水理条件(開水路流れではレイノルズ数 Re 、フルード数 Fr および粗度 k_s)と幾何学的条件(断面形状など)で決定されることを示している。これらの条件が、Reynolds応力および圧力の局所的勾配を生ずる原因となりBの部分との関連が説明される。すなわち、定常状態のレイノルズ数が大きな一様開水路流れの平均流に対するReynolds方程

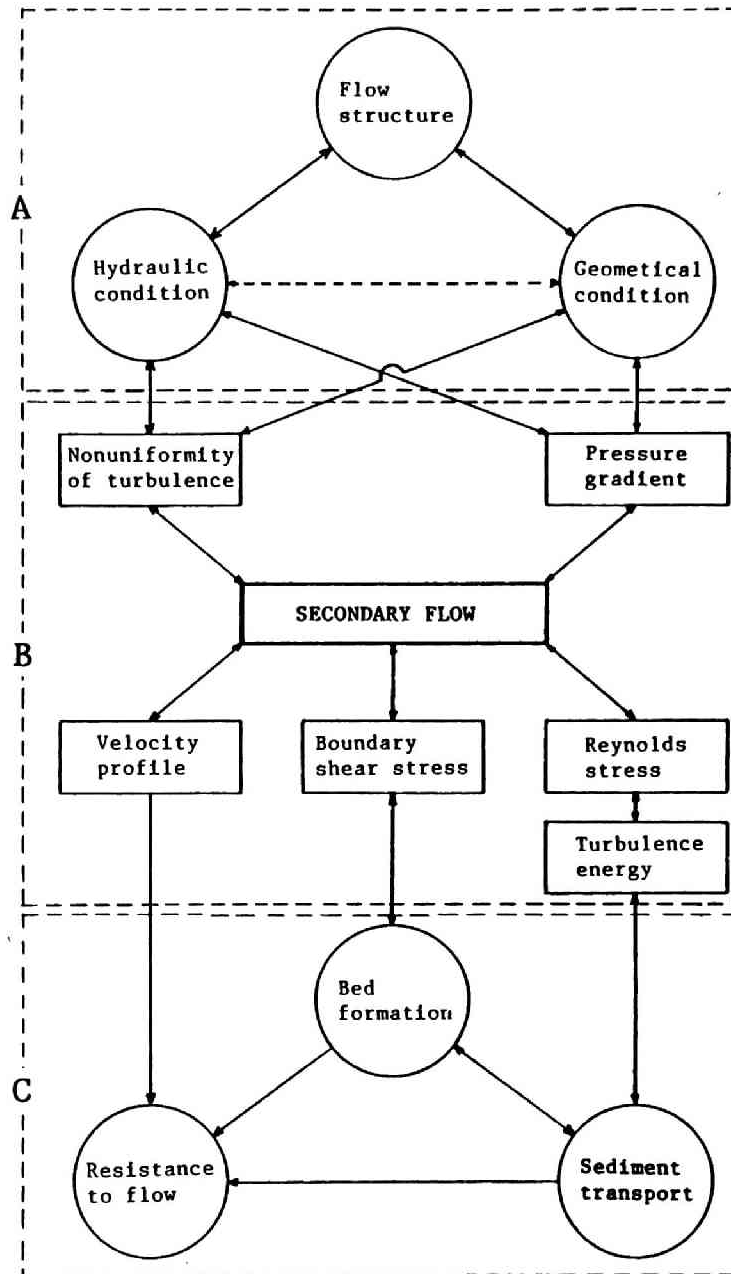


Fig. 5.1 Role of secondary flow in an open channel.

式は、

$$(1) \quad \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{uv}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{uw}}{\partial z} \quad (5.1)$$

$$(2) \quad \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{vv}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{vw}}{\partial z} \quad (5.2)$$

$$(3) \quad \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{vw}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{ww}}{\partial z} \quad (5.3)$$

と表され、これより、圧力項およびReynolds応力項の差が2次流を誘起することが分かる。このように考えると、2次流の発生原因は幾何学的条件などが引き起こす乱れの非一様性および局所的圧力勾配である。

一方、上記した方程式より2次流の存在はReynolds応力の分布に影響を与え、平均速度分布、壁面せん断力分布および乱れエネルギーの分布を変形させるという結論が導かれる。これらがCの部分、すなわち、現象として捉えられる項目との関係を説明するものである。さらに、河床形態の形成および流砂現象は、壁面せん断力分布および乱れエネルギーの分布に影響を及ぼすことにより2次流の形態を変え、それにより流れの構造を変化させることになる。したがって、ここに示した図の各項目は相互に関連を持つものであり、2次流がこれらの現象を仲介する重要な現象であることが示される。

このように、2次流は平均速度場で取り扱われるが、瞬間速度場での渦構造と関連している現象であり、ここでは、2次流と渦構造の関係について検討する。

5.2.1 渦構造の要因別分類

直線開水路流れでも渦構造が存在し、流速分布・壁面せん断力分布・流れの構造などに影響が現れることが知られている。しかしながら、渦構造を捉えるのは困難であり、その理由として平均化による隠蔽効果が考えられる。これは形成される渦の特性から説明される。すなわち、特性を、強さ・安定性・構造の観点から見ると、強さの弱いもの、生起する位置が不安定なものは、平均化により隠蔽される可能性が高い。それに対して、隅角凹部近傍で見られる縦渦のように境界の影響で発生位置が比較的安定しており、3次元的な構造を有するものは検出され易い。ただし、検出方法によって評価時間および点情報であるか場の情報であるかなどの違いにより、得られる結果が異なるとともに、平均化により隠蔽される程度も異なる。

以上のように、渦の特性は、強さ・安定性・構造から考察することができるが、いずれの要素も検出される場の流れに影響する支配的条件に左右される。換言すれば、渦の発生要因によってその特性が異なり検出方法によって得られる結果も異なると考えられる。

ここでは、直線開水路流れに見られる渦構造を、その発生要因により以下の3種に分類して検討する。すなわち、

- A 速度差に起因する渦構造、
- B 断面形状に起因する渦構造、
- C 壁面近傍の乱れに起因する渦構造、

である。なお、Aは鉛直軸回りの渦を形成するが、平均流のせん断効果で引伸され、流下方向に傾いた軸を有する渦構造を持つようになると考えられる。これは、3章で示したように横断面内で水平方向スケールの大きな3次元構造を有する渦構造として2次元的な挙動として検出される。3種の渦構造を区別して検出するのは困難であるが、Aは複断面流れあるいは植生などで横断方向に粗度が変化する流れで水平渦として、Bは隅角部近傍の流れで縦渦として、Cは広幅水路の中央部の流れで縦渦として見られる。Aが2次元であるのに対し、BおよびCは3次元的な挙動を示す。

5.2.2 広幅開水路中央部における2次流と縦渦

水平方向に設置した白金線（0.05mm）より水素気泡を発生させ、0.2 秒毎に形成されるタイムラインの横断面内の挙動を撮影すると、Photo. 5.1 のような写真が得られる。タイムラインは上下・左右方向に歪んでおり、縦渦の存在が確認される。また、上下の歪が横断方向に並んで観察されることより並列した縦渦の生起も確認される。このようなタイムラインの偏位は水路全体で見られ、縦渦は側壁近傍のみに存在するのではないことを示している。また、偏位量から推定される横断面内の速度ベクトルの大きさをみると、横断方向位置による差異は少なく、瞬間的には強い流れが発生していることが知れる。なお、本章で示す実験結果の水力条件をまとめてTable 5.1 に示す。

Fig. 5.2 は、Photo. 5.1 と同じ水力条件でN-Rモデルを用いて計算した速度分布および2次流ベクトルと、計算結果より得られると流れ方向の渦度分布を示したものである。Photo. 5.1 では側壁より離れた水路中央部においても強い縦渦の存在が見出されており、Fig. 5.2 の計算結果より推定される側壁の影響範囲（水深の約 2.5倍）を考慮すると、この縦渦は壁面近傍の乱れに起因するものと考えられる。このタイプの縦渦は、乱流状態の流れに存在するが、他の要因で生起する縦渦と分離して検出することが困難であることと発生位置が不安定で発生が間欠的であるため、流れの可視化法のように評価時間が現象の時間スケール程度であり場の情報が得られる場合にのみ検出可能であり、評価時間が長い場合には平均化され2次流とし捉えにくいものとなっている。

Table 5.1 Hydraulic conditions.

Case	Slope	Discharge	Channel width	Water depth	Flood plain width	Flood plain height	Reynolds number	Froude number
	I	Q (l/sec)	B (cm)	H (cm)	b (cm)	h (cm)	Re	Fr
C-5-1	1/ 456	1.292	20.0	3.99	12.2	2.0	4080	0.55
C-5-2	1/ 462	1.301	20.0	4.00	12.6	2.1	4170	0.65
C-5-3	1/1700	0.318	20.0	3.00	12.0	1.1	1160	0.11
C-5-4	1/ 800	1.350	39.0	3.97	12.0	2.0	3630	0.16
C-5-5	1/ 800	1.370	39.0	3.98	12.0	2.0	3620	0.16
C-5-6	1/1000	24.500	100.0	9.30	40.0	6.0	22300	0.47
C-5-7	1/1400	2.060	20.0	4.00	-	-	7700	0.48
C-5-8	1/1100	1.200	12.0	4.00	-	-	5800	0.52
C-5-9	1/1200	0.330	4.0	4.00	-	-	2900	0.57
C-5-10	1/ 800	1.560	39.0	4.10	-	-	2900	0.17
C-5-11	1/ 800	3.650	40.0	4.00	20.0	2.1	8010	0.57

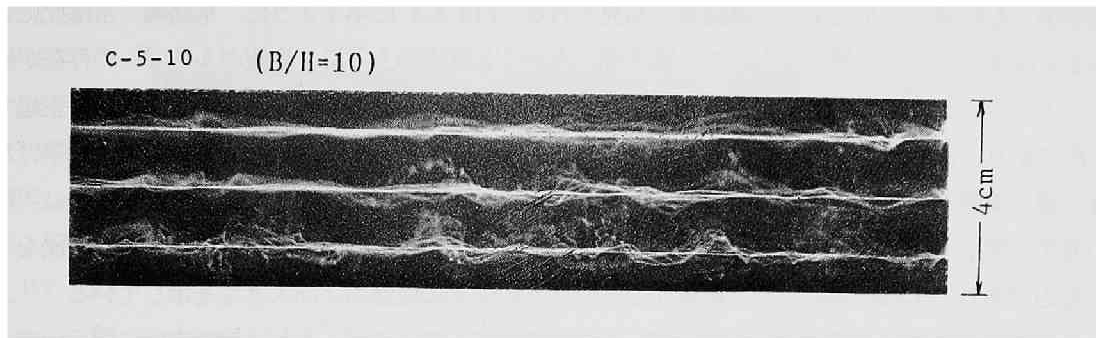


Photo. 5.1 3-D structure in a transverse cross section of flow visualized by the hydrogen bubble method in a rectangular channel of $B/H=10$.

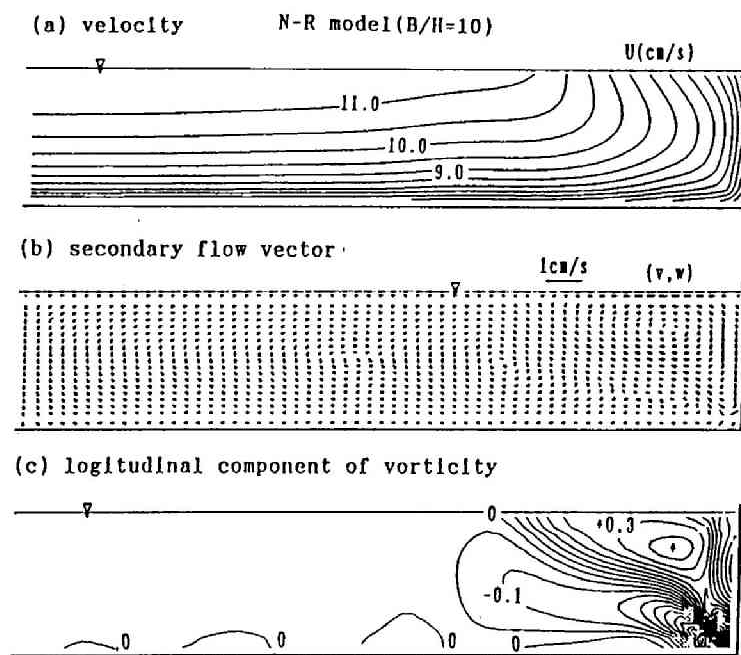


Fig. 5.2 Distributions of the streamwise mean velocity, U , the secondary flow vectors, (v,w) , and the longitudinal component of vorticity, ξ , calculated by Naot-Rodi model for the same hydraulic condition of Photo. 5.1.

5.2.3 隅角凹部近傍における2次流と縦渦

古くより、その存在が知られている2次流であり、Fig. 5.3 に示すように隅角凹部に向かう2次流が速度計測結果でも乱流モデルによる計算結果でも見られる。Fig. 5.4 に示すように、水路幅・水深比によって得られる2次流パターンは異なるものの、隅角部に向かう2次流の上下に2次流セル^{6), 7)}の存在が確認される。一方、Fig. 5.5 の中立粒子トレーサ法による横断面可視化結果が示すように、横断面内に生起する縦渦は円形であり(図中のA~C)、Fig. 5.4 で見られるような楕円形の渦構造の存在は、ここに挙げた例あるいは一連の実験結果でも見出せなかった。図に示されるような縦渦の外縁をトレースすることは可能でありその発生位置およびスケールなどが知れる。Fig. 5.6 は69枚の写真の中で35枚に確認された縦渦をすべて示したものであり、実線が時計回りの縦渦の位置および大きさを示している²¹⁾。図に示すように隅角部における縦渦は比較的安定した位置で発生しているが、それは横断方向に揺らいでいるためFig. 5.3 のような時間平均場で見ると、回転方向が同じ縦渦が形成するクラスターの外縁のみが2次流セルとして検出されることを示している。

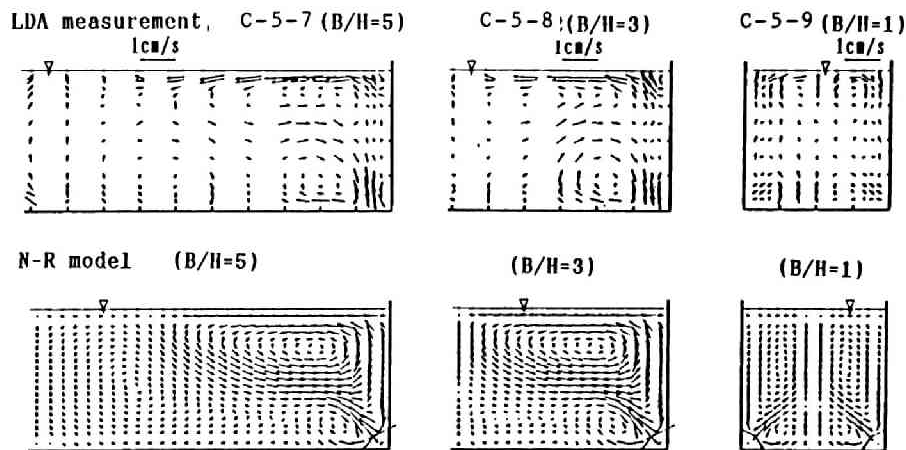


Fig. 5.3 Secondary flow vectors near the corner obtained by LDA measurement and N-R model.

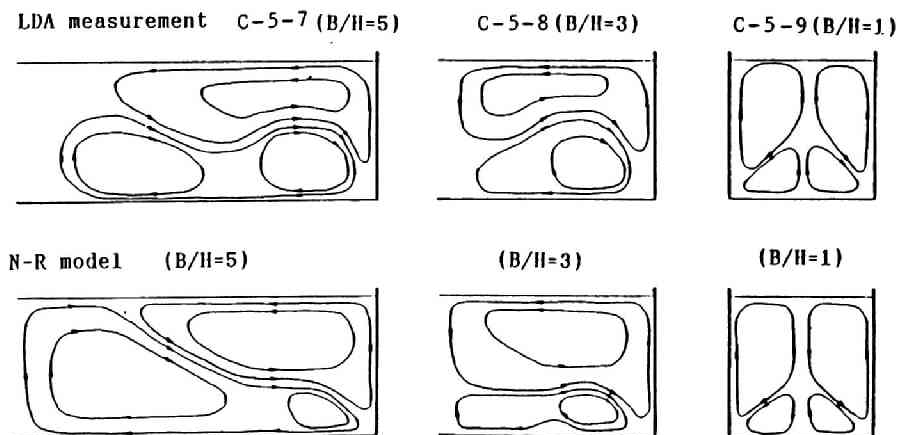


Fig. 5.4 Secondary flow patterns near the corner.

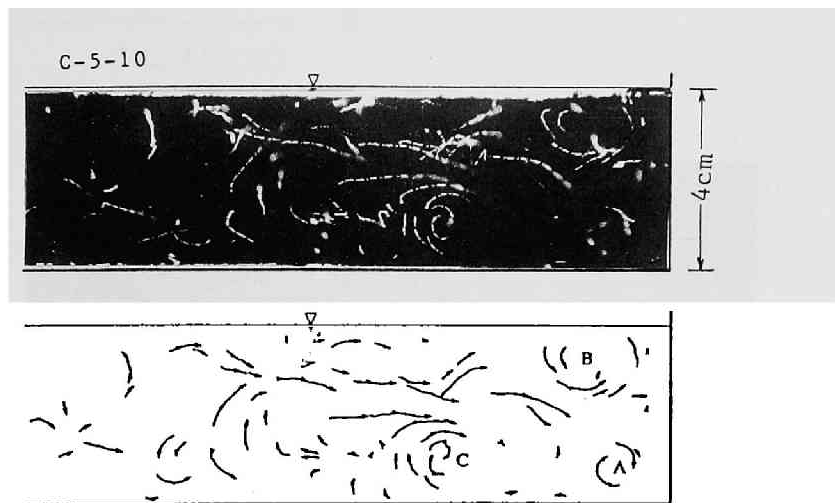


Fig. 5.5 Pass lines of neutral buoyant tracers in a transverse cross section.

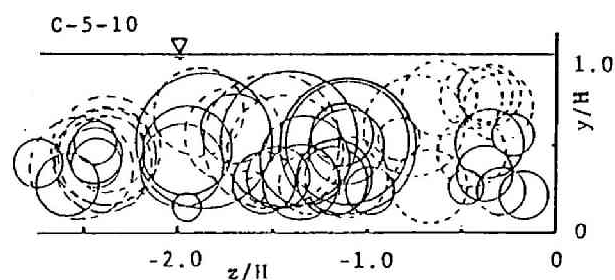


Fig. 5.6 Distribution of flow cells observed in 35 photographs as shown in Fig. 5.5.

5.2.4 複断面開水路流れにおける2次流と縦渦

Photo.5.2 は、複断面開水路流れにおける低水路流れと高水路流れの混合機構を検討するために、鉛直方向に張った白金線より水素気泡を発生させ、形成されるタイムラインの挙動を横断面内で撮影した結果を示したものである。低水路と高水敷の境界におけるタイムラインを分類すると、ここに示した4種類に分類され、図中に示したような割合で生起する。この結果より、低水路流れと高水敷上流れの境界部には、Fig.5.7 に示すような二種の混合機構が存在することを3章で指摘した。すなわち、水平方向の2次元的な混合と斜昇流に伴って形成される縦渦による3次元的な混合であり、これら2種の混合形態が交互に発生する。また、高水敷に粗度をつけると2次元的な混合が卓越するようになるのに対し、後者の3次元的な混合は減少する⁸⁾ ことより、2次元的な混合は速度差に起因することが知れる。また、前者は、速度差に伴う水平渦によるものと考えらるが、3章で示したように、低水路から高水路へ向かう流れは水面付近で、高水路から低水路へ向かう流れは底面付近で観察されることより、流下方向に傾いた鉛直軸を有する3次元的な構造を有

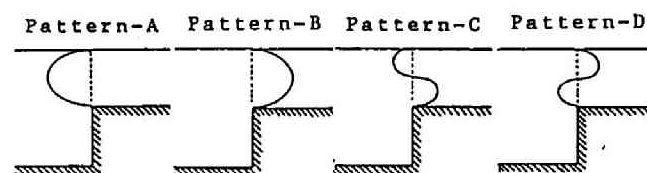
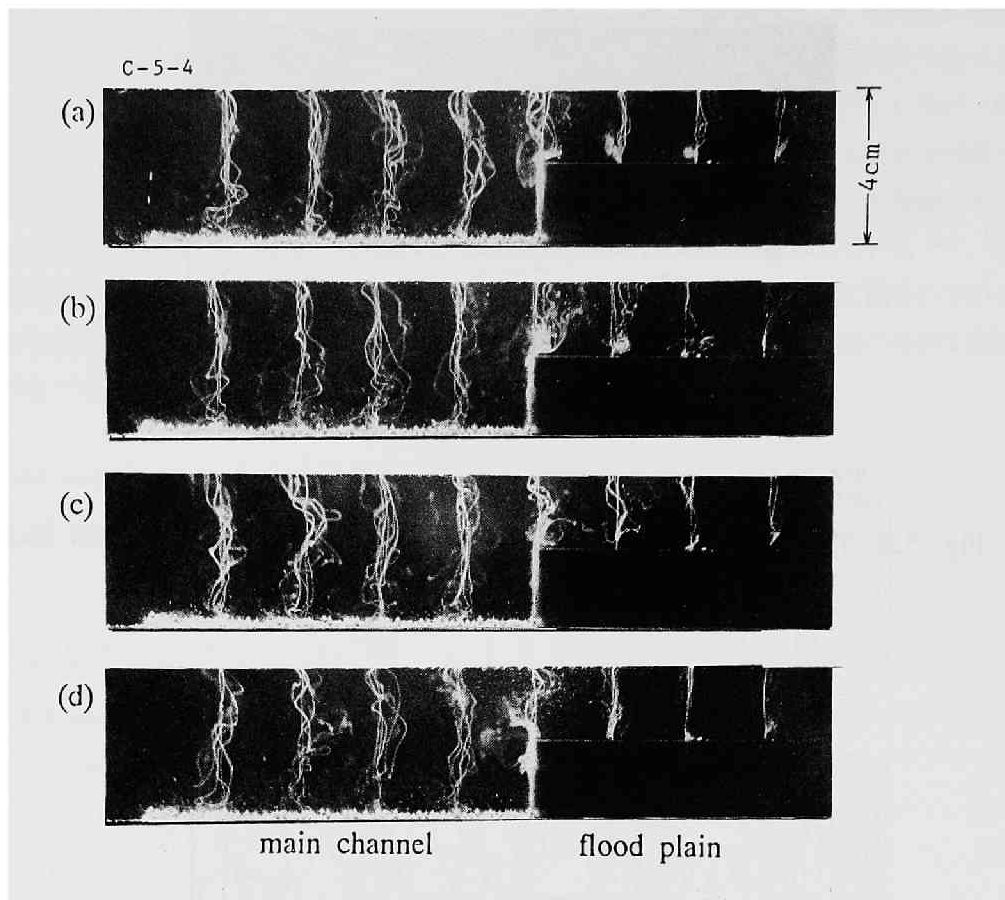


Photo. 5.2 3-D structure in a transverse cross section of flow visualized by the hydrogen bubble method in a compound open channel and percentage of four typical patterns of time line.

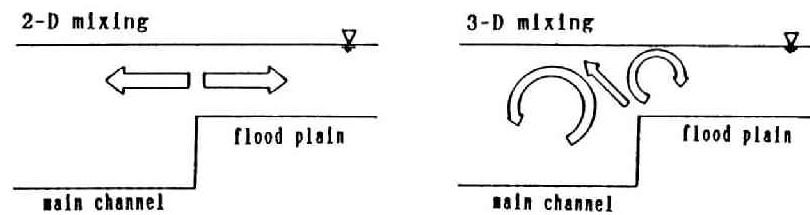


Fig. 5.7 2-D and 3-D fluid mixing in a compound open channel flow.

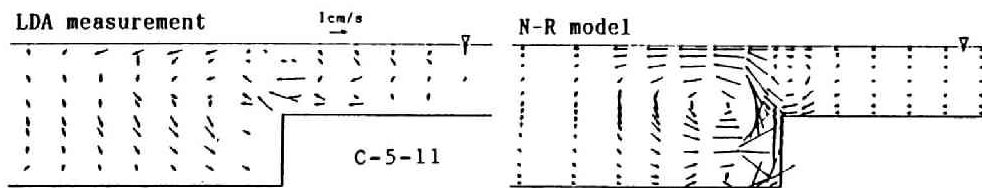


Fig. 5.8 Secondary flow caused by flow boundary in a compound open channel obtained by LDA measurement and N-R model.

しており、横断面内では水平方向スケールの大きな渦構造として捉えられる。これらの結果より、複断面開水路流れでは、Aの速度差に起因する水平方向スケールの大きな渦と、Bの断面形状に起因する縦渦が存在するが、Fig.5.8 に示すように、LDAによる速度計測結果およびN-Rモデルによる計算結果では、Bの渦構造の存在のみが検出される。河原・玉井⁹⁾がL-Y modelを改良した方法で複断面流れの解析を行っているが、その結果でも断面形状に起因する渦構造のみが計算されている。これは、Fig.5.8 が速度の時間平均値を示したものであり、平均化によってAの渦構造が隠されることを意味している。また、Bの縦渦は発生位置が安定しており検出され易いことが知れる。

5.2.5 まとめ

本説では、速度ベクトル計測法および代数応力モデルによる計算法で得られる時間平均した2次流と横断面可視化法で得られる縦渦に関する結果を示し、直線開水路流れにおける2次流と渦構造の関係が、発生要因によって3種に分類した縦渦で説明されることを示したものである。3種とは、速度差に起因するもの、断面形状に起因するものおよび壁面近傍の乱れに起因するものである。

本節で示した広幅開水路流れ中央部、隅角部（側壁近傍）、複断面開水路流れの低水路／高水路境界部3種の流れにおける2次流と縦渦の検討結果より、2次流として検出される縦渦の特性は、強さ・安定性・構造の3要素で考察することが可能であり、検出方法の違いによって2次流と縦渦構造が異なったものとして得られる場合のあることが指摘される。

発生要因と検出方法による差異を発生要因で3種に分類してまとめると、速度差に起因する縦渦は2次元的な挙動をするために平均化で隠蔽され易い、断面形状に起因する縦渦は発生位置が安定しているために2次流として捉え易いが形成される縦渦が横断方向に揺らぐため、時間平均した2次流の結果からは平均化さ

れた構造のみが検出される、壁面近傍の乱れに起因する縦渦は、発生位置が不安定なために流速計測法や乱流モデルによる計算法では2次流として捉えにくく、可視化法でのみで捉えられる、などの特徴が指摘される。

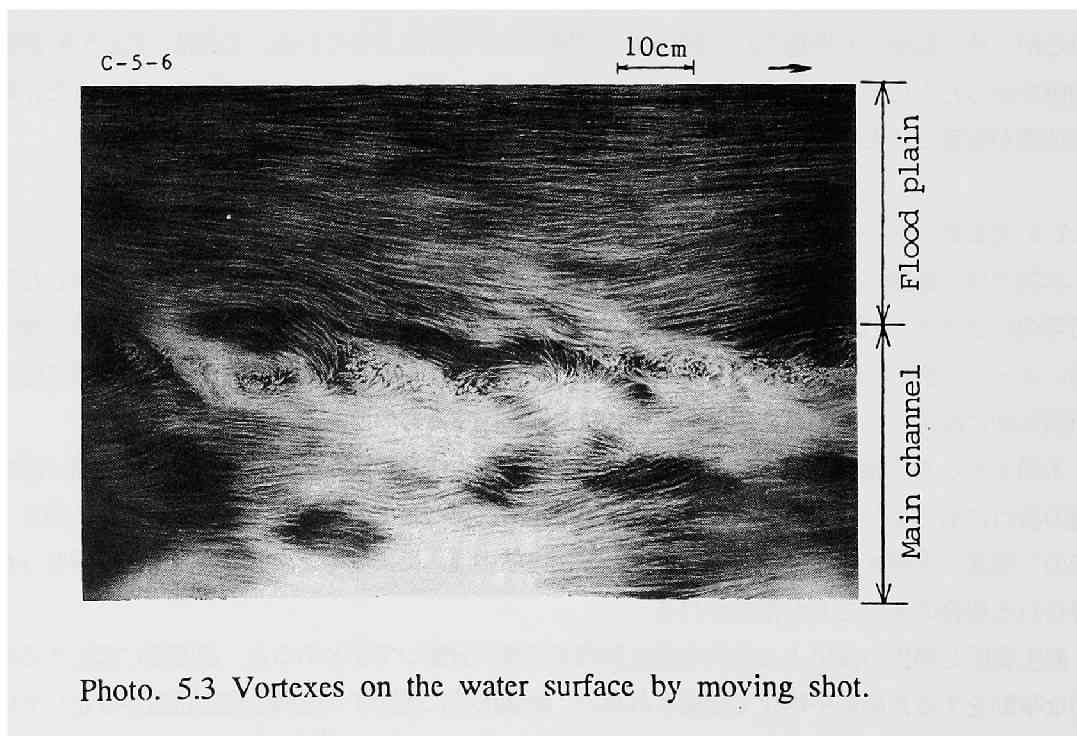
5.3 複断面開水路流れの3次元構造

5.3.1 2種の渦構造

複断面流れの境界部の存在する渦構造は、5.2.4 に示した2種類と壁面近傍の乱れに起因するものの3種と考えるのが妥当であるが、後者の渦構造を分離して捉えることは非常に難しく、3章および4章での結果が示すように2種の渦構造が支配的であり、ここではこれらと流れの3次元構造の関連について述べる。

低水路流れと高水路流れの境界部の水面流況を移動撮影すると、Photo. 5.3 のような渦が可視化される。これらの渦は2次元混合層流れについてBrown & Roshko¹⁰⁾が示したものと類似しており、流下方向に渦列が形成されている。しかしながら、この結果には、前述した2種の渦構造が混在しており、それぞれを分離することはできない。

Photo. 5.4 に示したカメロン撮影結果を航空写真の図化を専門とする技術者に依頼し、流下方向速度のコンター図を描いた結果がFig. 5.9 である¹¹⁾。図では、低水路内の主流部、高水敷上の低速部および境界部の局所的低速部に模様をつけて示している。境界部付近では高水路の低速流体と低水路の高速流体が横断方向に混合するスケールの大きな現象と、低水路内に少し入った位置で縦断方向に並ぶ局所的低速部の存在が見られる。この結果が水面におけるものであることを考慮すると、局所的低速部は下方より斜昇流により輸送された低速流体が水面に達したことを示すものと考えられる。この結果より、境界部では2種の2次流構造が存在することが確認され、5.2.4 に示した横断面流況より指摘した結果の妥当性を示している。また、3章の水平および縦断面流況による検討結果からも、2種の構造の存在が確認されている。



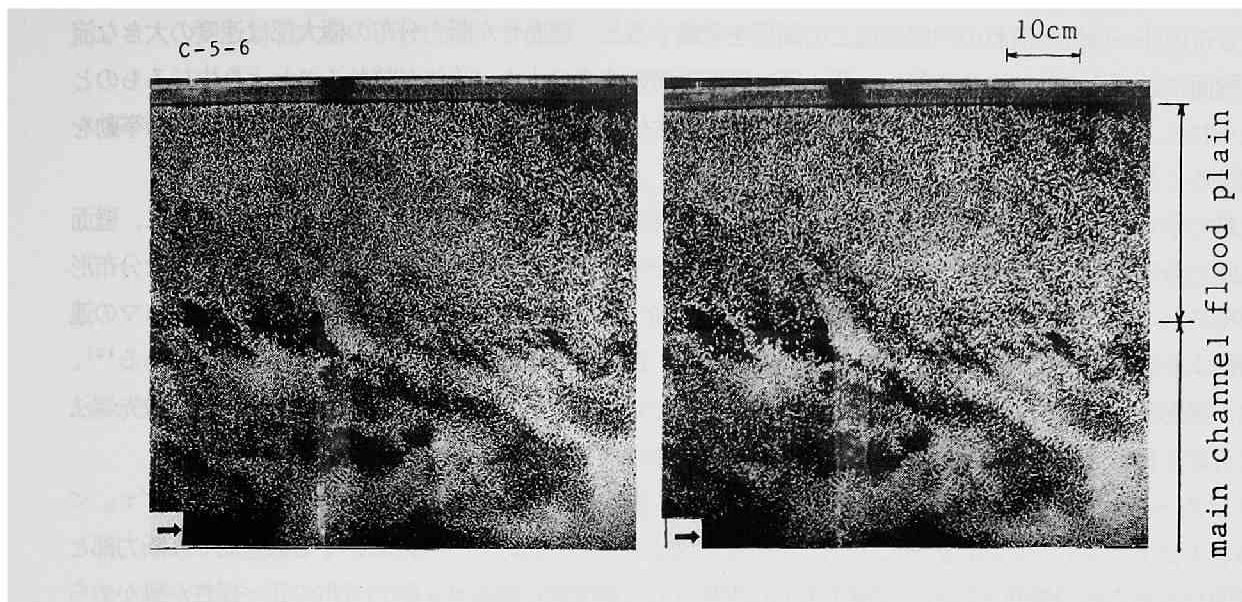


Photo. 5.4 A pair of photographs of flow on the water surface.

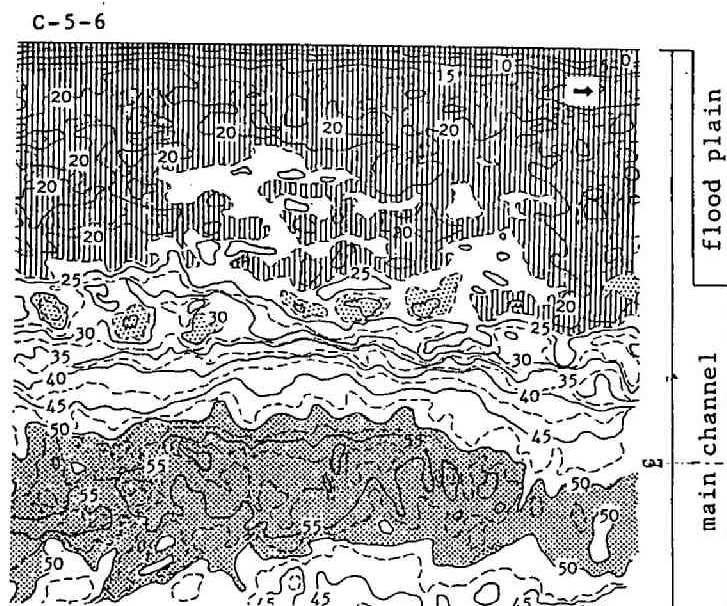


Fig. 5.9 Instantaneous velocity distribution on the water surface.

自由水面流況および内部流況の検討より境界部付近の2種の構造の存在を確認したが、2章で示した方法で得られた壁面せん断力分布より壁面付近の流れの構造を検討することが可能である。すなわち、壁面せん断力分布の非一様性と流れの内部構造との関係を考慮すると、壁面せん断力分布の極大部は速度の大きな流体が壁面に近づくことにより生起し、極小部は壁面近傍の速度の小さい流体が離れることにより生じるものと考えられる。したがって、極大部あるいは極小部の発生位置を検討することにより壁面近傍の流体の挙動を類推することが出来る。

2章で示したように、流れの可視化法を用いた計測法であり、流れの瞬間的挙動を捉えるとともに、壁面せん断力分布の瞬間値を計測することが出来る。したがって、時系列の計測を行うことにより面的な分布形状が得られる。Fig. 5.10 は高水敷先端法面勾配 $\theta=90^\circ$ および $\theta=45^\circ$ の場合について毎秒3.8 コマの連続撮影より得られる壁面せん断力の経時変化に基づき、面的な分布状況をコンターで示したものである¹²⁾。なお、撮影条件の制約より全潤辺についての同時撮影ではなく、低水路底面と高水敷面および高水敷先端法面に分けて撮影を行っているため、図が同一時刻の分布状況でない。

コンターは $\tau/\tau_0 = 0.25$ ピッチで描き、低壁面せん断力部と高壁面せん断力部をそれぞれ、 $\tau/\tau_0 < 0.75$ および $\tau/\tau_0 > 1.25$ に区分して示している。図より、いずれのケースにおいても低壁面せん断力部と高壁面せん断力部が横断方向および流下方向に配列され、瞬間的な壁面せん断力分布の非一様性が確かめられる。また、高壁面せん断力部と低壁面せん断力部は流下方向に連なって存在していることより、流れの組織的な構造の存在がうかがえる。高水敷上および低水路法面上の分布を見ると、いずれのケースにおいても高水敷先端に低壁面せん断力部が間欠的に見られ、高水敷先端より自由水面に向う斜昇流の存在がうかがえる。また、低水路法面上の分布は $\theta=90^\circ$ の場合と $\theta=45^\circ$ の場合では大きくことなり、 $\theta=90^\circ$ では法肩で大きく法尻で小さくなる分布を示すのに対し、 $\theta=45^\circ$ の場合には法肩より法尻が大きくなる分布を示している。

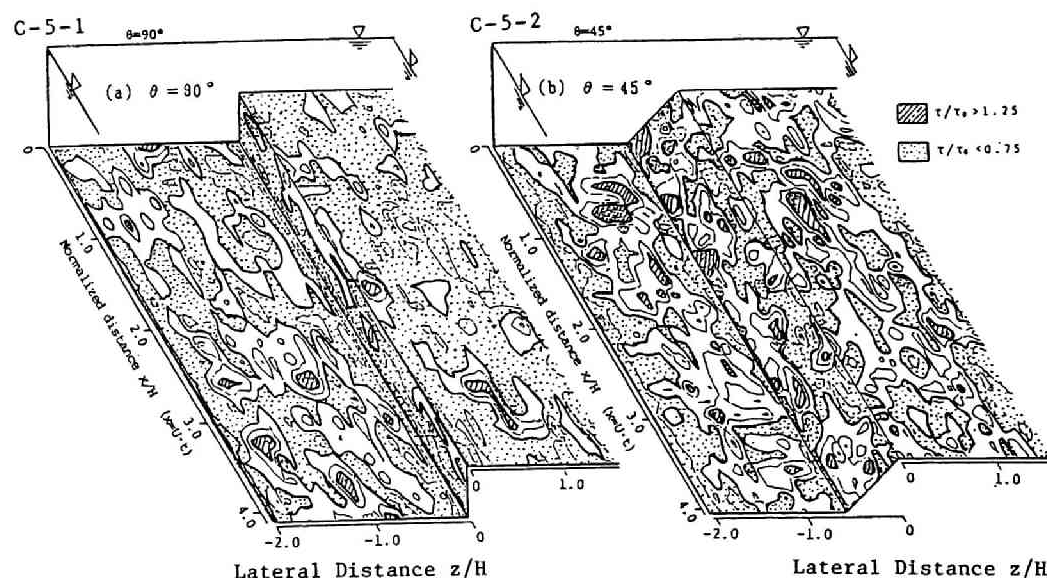


Fig. 5.10 Contours of boundary shear stress.

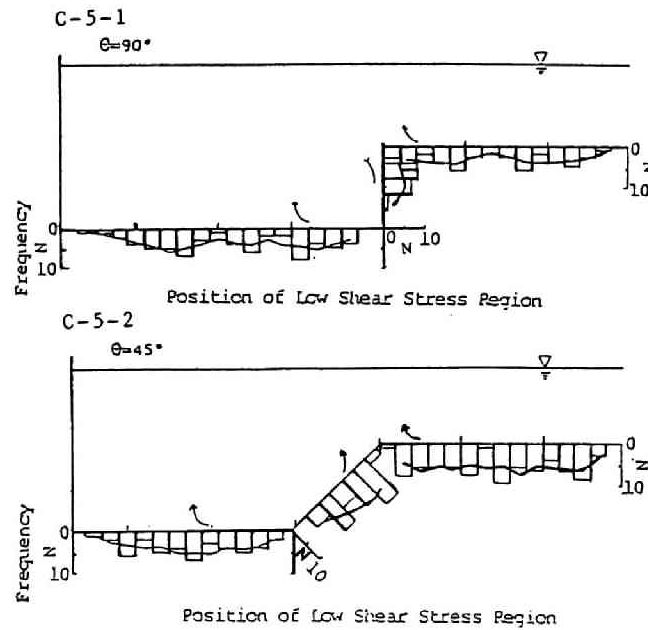


Fig. 5.11 Lateral distribution of frequency N of the position where the boundary shear stress is small.

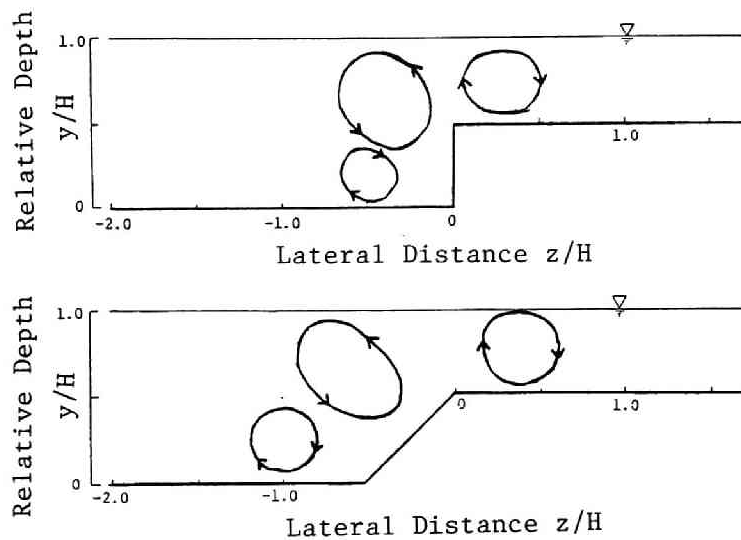


Fig. 5.12 Schematic structure of flow in compound open channels.

Fig. 5.11は、壁面せん断力分布の極小部の発生位置頻度分布を示したものである。図より、いずれのケースにおいても高水敷面および低水路法面上部と、低水路底面の高水敷高さ程度離れた位置に高頻度の部分が存在し、図に示すような流体の挙動が推定される。ただし、図に示した頻度分布には、壁面近傍の乱れの生成に関連した構造と水深規模の渦構造の情報が混在し、各々の特性を抽出することは難しいが、前者の構造が本来時間的にも空間的にもランダムに生起するものとすれば、発生位置の頻度分布は一様であり図に見い出される高頻度の部分は水深規模渦の構造に関連した情報であると考えられる。しかしながら、詳細については今後検討が必要である。

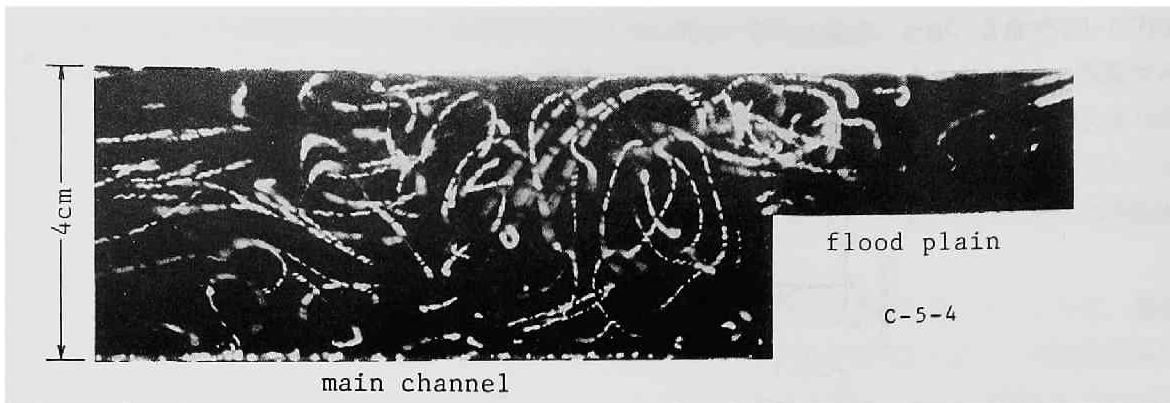


Photo. 5.5 3-D structure of flow in a cross section of flow by the neutral buoyant tracer method.

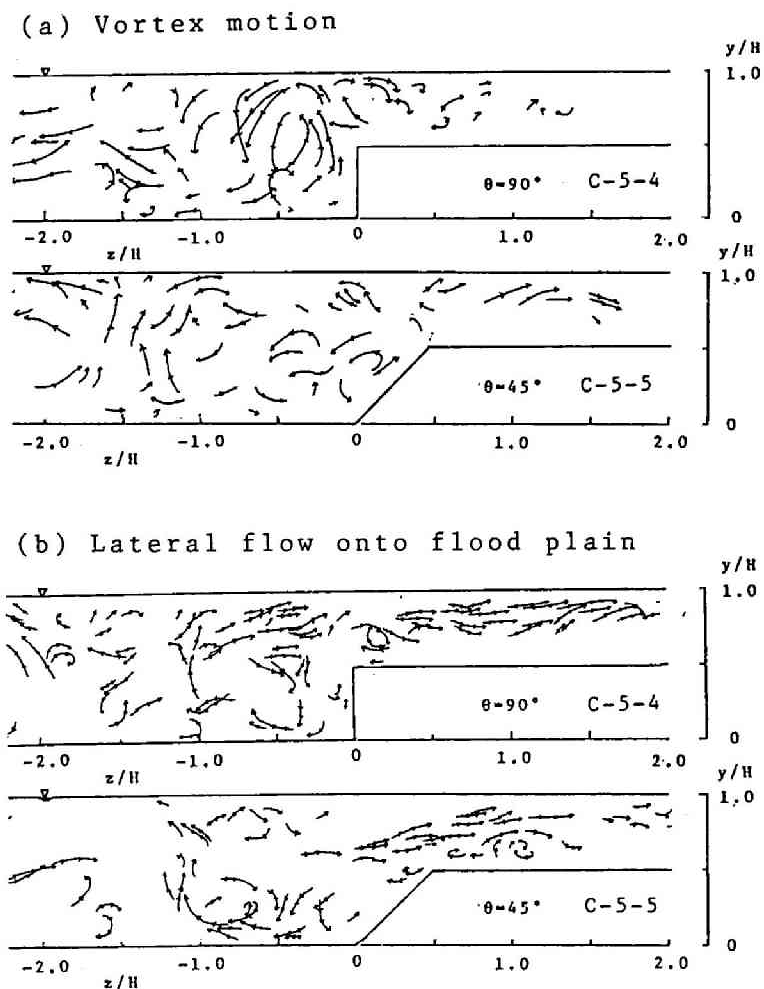


Fig. 5.13 Pass lines of neutral buoyant tracers in two kinds of compound open channel.

以上の結果と3章で示した水面での低速域および高速域の分布を示すFig. 3.4の結果から、境界部の斜昇流によって誘起される渦構造を描くとFig. 5.12のようになる。すなわち、境界部には、高水敷先端より自由水面に向う斜昇流と高水敷先端法面の下端隅角凹部へ向う流れにより誘起される2次流セルが図のような配列で存在する。これらの渦は低水路水深、高水路水深および低水路法面の形状と関係したスケールを持つ。

Fig. 5.12に示された構造は、横断面流況の直接可視化によりPhoto. 5.5のように、本研究によって直接確認された¹³⁾。これらの写真は、中立粒子トレーサを用いた可視化結果であり、斜昇流の存在を明確に示しているものを抽出したものである。写真に見られるように各トレーサのパスラインは、短-長-ブランク（本実験では、各々の時間は、1/32、1/8、1/16秒である）という単位から構成されている。これは、カメラ前面に設置したパソコン制御の回転板を用いたことによるものであり、ここでは短-長に向かう方向がトレーサの移動方向を示している。これらの写真のネガフィルムを用い、各トレーサの移動方向を判別し、そのパスラインを $\theta = 90^\circ$ および $\theta = 45^\circ$ の場合について示したものが Fig. 5.13 である。なお、この結果は断面平均流速と同速度で流下する移動座標系から観察した2秒間のトレーサの挙動を捉えたものである。図より、 $\theta = 90^\circ$ の場合には斜昇流と、それにより誘起される縦渦が明確に認められ、斜昇流の存在が横断面内で直接可視化されるとともに、低水路から高水路に向かう流れの存在とその水平スケールの大きなことが確認される。一方、 $\theta = 45^\circ$ のケースでは、その強さは小さいものの、高水敷先端から水面に向かう斜昇流が認められるとともに、それに誘起される縦渦も確認出来る。また、低水路から高水路に向かう流れも同様に確認される。これら2種の渦構造の存在は、Photo. 5.2 に示すように、水素気泡法を用いた固定断面における可視化結果においても明確に認められる。

以上のように、複断面流れの境界部には2種の2次流構造が存在することが確認された。

5.3.2 斜昇流と縦渦の分布特性

斜昇流は、複断面流れの境界部において観察される特徴的な2次流であり、ここでは、その特性と斜昇流によって誘起される縦渦の特性について検討する。

(1) 斜昇流の特性

斜昇流の特性を見るために、幅20cm、深さ10cm、長さ2mの水路内に高さ1.1cm、幅12cmの高水敷を片側に設置し、潤辺の極近傍に設置した白金線より発生するシート状の水素気泡をトレーサとしてFig. 5.14に示すような方法で可視化実験を行った¹⁴⁾。なお、水理条件は低水路水深3.0cm、流量0.318 ℓ/s 、勾配 $I = 1/1700$ 、レイノルズ数は $Re = 1160$ である。

Photo. 5.6 は、毎秒3.8コマで連続撮影を行ったものである。(a) は、高水敷先端付近で間欠的に発生する強い上昇流であり水面まで達しているのが観察される。一方、(b) は、(a) のような強い上昇流と次の強い上昇流の間で発生する弱い上昇流であり、高水敷先端より少し上る程度で下方に引きもどされる。このように、2種の状態が観察され、(a) のような強い上昇流が間欠的に発生し、その間に(b) のような弱い上昇流が存在する。また、流況を目視観察したところ、(a) のような強い上昇流は高水敷先端で発生し、ボイル状に上昇して水面に達するのに対し、(b) のような弱い上昇流は高水敷先端より少し上昇したところで低水路内の速い流れに引きずり込まれてゆく現象が見られた。以上の2種の上昇流を模式的に示すとFig. 5.15のように表される。このように、斜昇流は間欠的に発生し、流体塊として水面に達する。

発生間隔については、3.5.1の水素気泡法による横断面流況の検討結果より、高水路水深の5倍程度の間隔であるという結果が得られている。

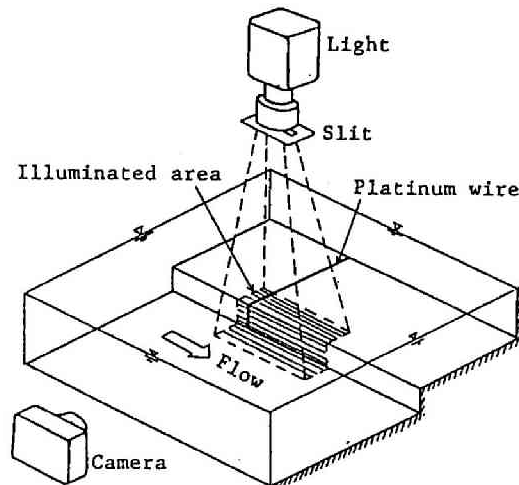


Fig. 5.14 Experimental set-up for visualizing the upward flow near the edge of flood plain.

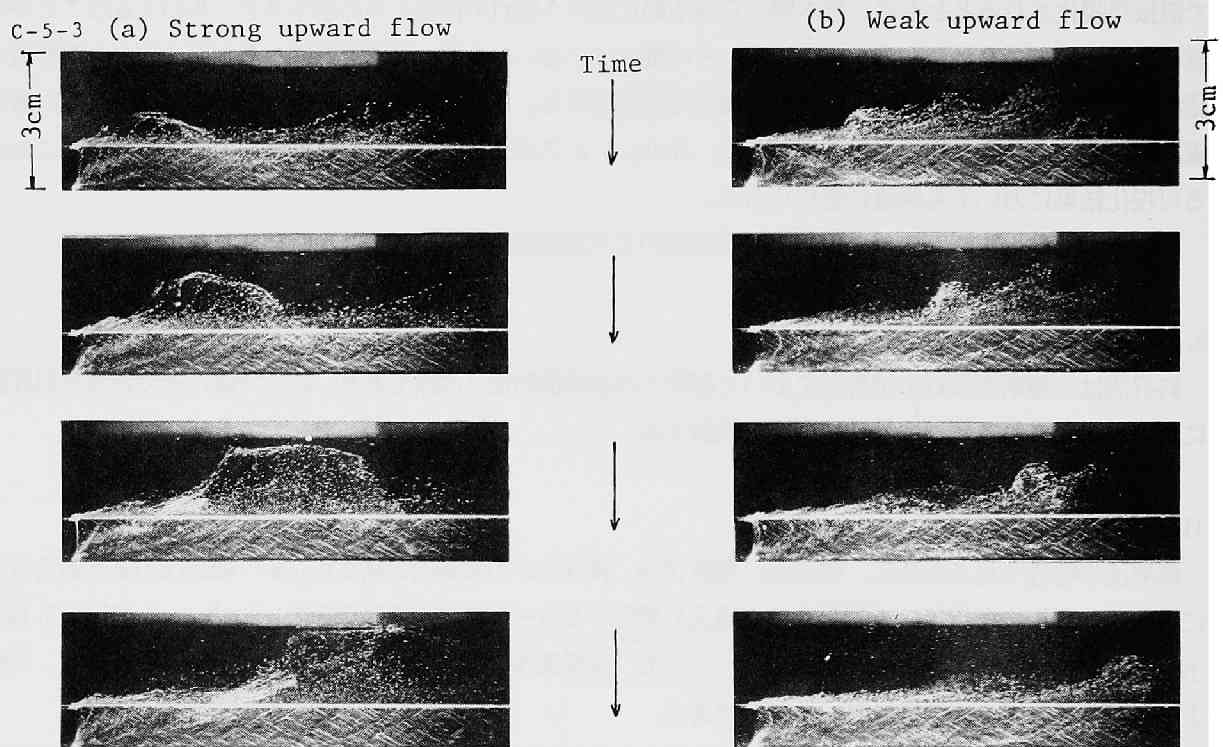


Photo. 5.6 The upward flow near the edge of flood plain.

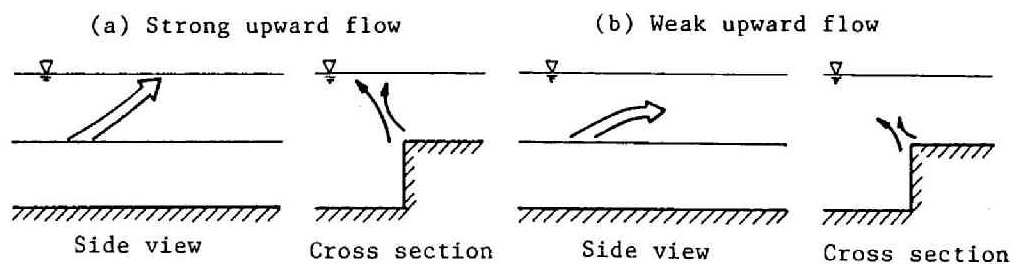


Fig. 5.15 Two patterns of the upward flow near the edge of flood plain.

(2) 境界部における縦渦の特性 ^{15) 16)}

境界部の流れは3次元的であり、斜昇流により2次流セルが形成される。ここでは、その特性について中立粒子トレーサの挙動から若干の検討を加える。Photo. 5.2 (d) および 5.5 で示したように、斜昇流は高水敷側および低水路側に縦渦を形成する。ここでは、このような斜昇流により形成される渦の特性から境界部における流れの3次元構造を検討する。なお、検討方法は、Photo. 5.5 に示したような写真のネガフィルムをスライド・プロジェクタで映写し、斜昇流の発生位置・強さおよび斜昇流に誘起される縦渦の発生位置・形状・スケール・強さなどのデータを読み取る方法を用いた。

Fig. 5.16は、可視化結果において明瞭に縦渦と認められるものについて、渦の外縁に円を当てはめた結果を、34フレームのネガフィルムより読み取って一枚の図に重ね書きしたものである。図中、実線で示した円は時計回り (cw) の運動をしていた渦を示し、破線のものとは反時計回り (ccw) のセルである。各ケースにおける可視化結果より、縦渦に関する特性量を計測し、まとめたものが Table 5.2 である。表には、渦の観察率 P (=渦が観察されたフレーム数/撮影枚数)、回転方向ごとの観測数 N (+:cw、 -:ccw)、観察された渦の円弧長と渦円周長の比 $L/\pi D$ (観察円弧長/渦円周長)、渦径 D 、局所水深で無次元化した渦径 D/h 、無次元化渦外縁速度 V/U_m および基準化した循環 $\Gamma' = (\pi DV) / (\pi h \Delta U)$ 、 h :高水敷上水深、 ΔU :低水路流れと高水敷上流れの速度差) の計測結果の平均値を示している。

Table 5.2 (a) と Fig. 5.16 より、以下の特徴が指摘される。①渦の観察率を見ると、60%以上の可視化結果で認められることより、縦渦の存在が確認される。②渦外縁長の平均が40%程度であることと、流下方向に水深の5倍の範囲が可視化されていることを考慮すると、水深の10倍のオーダーで1回転するものと推定される。③渦のスケールは半水深程度であり、渦外縁速度は断面平均流速の10%程度である。④基準化された循環は同程度であり、形成される縦渦の強さに差異はない。

Fig. 5.16において、時計回りの渦 (実線) と反時計回りの渦 (破線) を区別して見ると、いくつかのクラスターに分類することが出来る。これらの中から、境界部の斜昇流に関与する Table 5.2 (b) および (c) の付

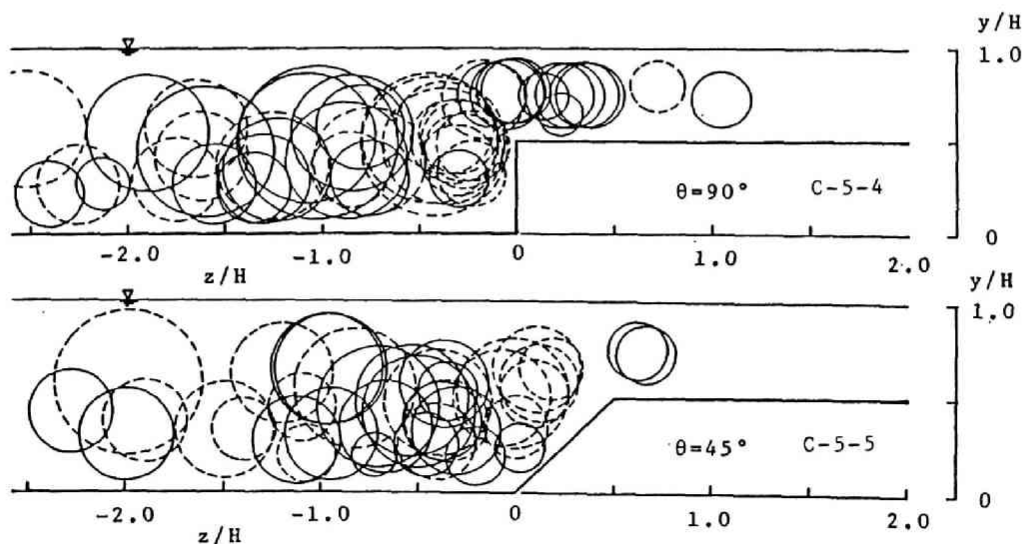


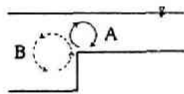
Fig. 5.16 Distribution of flow cells.

Table 5.2 Characteristics of flow cells near the edge of flood plain.

(a) Using all data

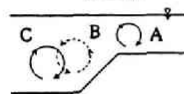
Case	P (%)	N	$L/\pi D$	D (mm)	D/h	V/U_m	Γ'
90°	70.1 (24/34)	+27/-21	0.41	18.7	0.53	0.12	0.15
45°	64.7 (22/34)	+19/-19	0.43	17.4	0.51	0.12	0.15

(b) Conditional sampling
 $\theta = 90^\circ$



Cell	z mm	y mm	N	$L/\pi D$	D (mm)	D/h	V/U_m	Γ'
A	3.8	28.2	+ 11	0.46	13.4	0.56	0.12	0.15
B	-12.4	19.8	- 12	0.44	19.3	0.48	0.13	0.14

(c) Conditional sampling
 $\theta = 45^\circ$



Cell	z mm	y mm	N	$L/\pi D$	D (mm)	D/h	V/U_m	Γ'
A	26.0	29.5	+ 2	0.30	12.0	0.60	0.09	0.13
B	-2.5	18.7	- 11	0.40	16.6	0.41	0.12	0.12
C	-16.0	15.8	+ 8	0.44	16.9	0.42	0.11	0.11

P: observed rate of cell, N: number of observed cell, L: total length of pass line.
D: diameter of cell, h: local water depth, V: secondary flow velocity, U_m : discharge velocity.
 Γ' : normalized circulation

図に示したA～Cの渦に相当するものについてまとめた結果を見ると、以下のような特徴が指摘される。① $\theta = 90^\circ$ のケースでは境界部を挟んでAおよびBの渦が存在し、スケールは異なるものの、外縁速度はほぼ等しい。これは、両者の渦が同一の斜昇流により対をなして形成されることを定量的に示す結果である。② $\theta = 45^\circ$ の場合は $\theta = 90^\circ$ のケースと異なり、BとCの渦が同様の特性を示し、Aセルは $\theta = 90^\circ$ の場合に比して若干弱いものとなっていることが、渦の外縁速度の差異から指摘される。

5.3.3 流れの3次元構造

3章および4章の結果と本章の結果より境界部の3次元構造に関して得られた主な知見は以下のようである。

- 1) 低水路流れと高水路流れの速度差に起因する2次流および断面形状に起因する斜昇流が存在し、それらは交互に発生する。
- 2) 速度差に起因する渦構造は3次元的な構造を有し、その横断方向スケールは比較的大きい。低水路から高水路へ向かう流れは水面側に集中して生ずるのに対し、高水路から低水路に向かう流れは高水路の底面側に集中している。これらの流れは、平均化により隠蔽されやすく、流れの可視化法によって検出される。
- 3) 斜昇流は、高水敷先端付近より急激に上昇し、低水路流れに引き込まれながら低水路水面に達する。流れは間欠的に発生し、流体塊が上昇しながら両側に縦渦を形成する。その発生間隔は、高水路水深の5～7倍程度である。また、斜昇流の流速は局所平均流速の10%程度である。
- 4) 2種の渦構造の発生は、斜昇流とそれに伴う縦渦の生起、低水路から高水路に向かう流れ、高水路から低水路に向かう流れの順に観察されることが多い。

これらの境界部の3次元構造を説明する流体の挙動をモデル化して示すとFig. 5.17のようになる。まず、

間欠的に斜昇流が発生し、高水敷先端より水面に向かって流体塊が上昇するのに伴って低水路側と高水路側に縦渦を形成することによって高水路流体が低水路側に連行される。これを補完するように低水路より高水路に向かう流れが生じて低水路内の高速流体が高水路に乗り上げる、さらにこの流れを補完するように高水路から低水路に向かう流れが生ずる。このような挙動が繰り返され、低水路流れと高水路流れが混合して相互干渉する。以上のような構造で混合機構が説明されるが、2次流と渦構造との関係はつぎのようであると考えられる。斜昇流の生起に伴って形成される縦渦 (depth-scale vortex) は、発生位置が比較的安定しているため、図の下流端の面に示したような水深規模の2次流セル (secondary flow cell) として検出されるが、鉛直軸を有する大規模渦 (large scale vortex) は平均化されるために2次流としては検出されない。

5.4 結 語

本章では、まず、直線開水路流れの2次流について検討し、要因別に3種類に分類して説明することが可能であることを示した。この結果に基づいて複断面流れの低水路と高水路の境界部の3次元構造を説明する流体の挙動をモデル化してFig. 5.17に示した。

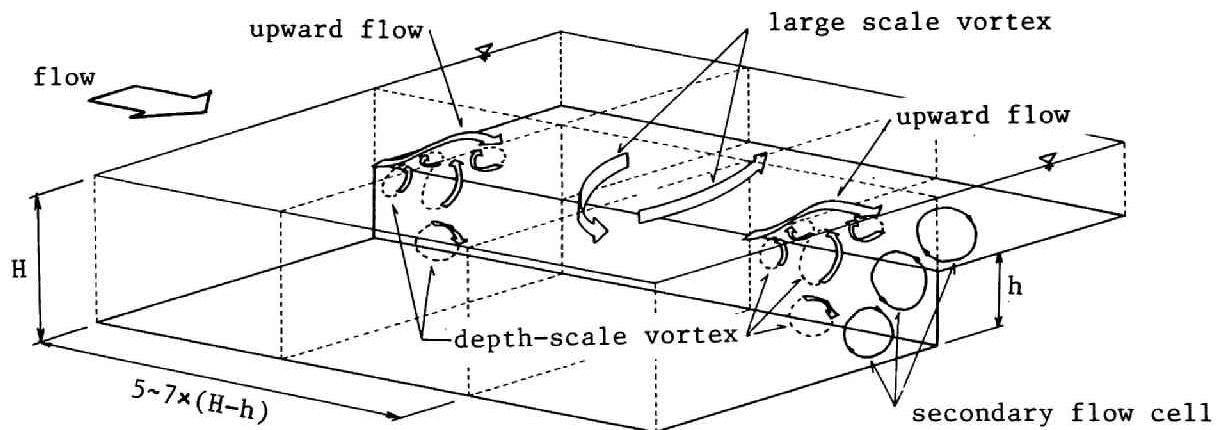


Fig. 5.17 Three dimensional structure of flow in a compound open channel.

参考文献

- 1) 今本博健, 石垣泰輔: LDVによる開水路流れの速度ベクトル計測について(1), 京大防災研年報, 第28号B-2, 1985, pp.471-486.
- 2) 今本博健, 石垣泰輔, 塩野耕二: 複断面開水路流れの水理特性について(6), 京大防災研年報, 第35号B-2, 1992, pp.349-364.
- 3) Shiono, K. and B.Lin :Three dimensional numerical models for two stage open channel flows, HYDROCOMP '92, 1992, pp.123-130.
- 4) 今本博健, 石垣泰輔: 複断面開水路流れの水理特性について(4), 京大防災研年報, 第33号B-2, 1990, pp.559-569.
- 5) Imamoto, H, T.Ishigaki and K.Shiono : Secondary flow in a straight open channel, Proc. 25th Congress of IAHR, Tokyo, Vol.I, 1993, pp.73-80.
- 6) Mueller A, : Secondary flow vortices, A Structure in turbulent open channel flow, in Structure of Turbulence in Heat and Mass Transfer, Ed. Z.P.Zarcic, Hemisphere, Washington D.C., 1982.
- 7) Gulliver, J.S. and M.J. Halverson : Measurement of Large Streamwise Vortices in an Open-Channel Flow, Water Resouces Reseach, Vol.23.No.1, 1987, pp.115-123.
- 8) 今本博健, 石垣泰輔, 福本幸成: 高水敷粗度が複断面流れに及ぼす影響について, 平成4年度土木学会関西支部年次学術講演会概要, II-53, 1992.
- 9) 河原能久, 玉井信行: 複断面河道流れに及ぼす横断面形状の影響, 第20回乱流シンポジウム講演論文集 1988, pp.18-24.
- 10) Brown, G.L. and A. Roshko : On density effects and large structure in turbulent mixing layer, J. Fluid Mech., 64, 1974, pp.775-816.
- 11) 今本博健, 石垣泰輔, 武藤裕則: 複断面開水路流れの水理特性について(5), 京大防災研年報, 第34号B-2, 1991, pp.387-399.
- 12) 今本博健, 石垣泰輔, 木下聖司: 複断面開水路流れの水理特性について(2), 京大防災研年報, 第27号B-2, 1984, pp.433-444.
- 13) Imamoto, H. and T.Ishigaki: Visualization of secondary flow in a compound open channel, Proc. of 7th Congress of APD-IAHR, Vol.II-2, 1988, pp.513-520.
- 14) 今本博健, 石垣泰輔: 複断面開水路流れの水理特性に関する実験的研究, 第27回水理講演会論文集, 1983, pp.61-66.
- 15) 今本博健, 石垣泰輔: 複断面開水路流れの斜昇流に関する実験的研究, 水工学論文集, 第34巻, 1990, pp.403-408.
- 16) Imamoto, H. and T.Ishigaki: Flow Visualization in a Transverse cross section of an open channel flow, Experimental Thermal and Fluid Science, Vol.5, No.3, 1992.

結 論

本研究は、複断面開水路流れの水理特性が低水路流れと高水路流れの流体混合で説明されるという立場に立ち、3次元構造を検討するための実験手法および数値計算法を用いて混合機構を解明し、流れの3次元構造を説明することを目的に行ってきた成果をとりまとめたものである。得られた主な成果の概要を示すと以下のようである。

第1章は、複断面開水路流れの水理特性に関する従来の研究を、低水路流れと高水路流れの相互干渉に関する研究、複断面流れの構造に関する実験的研究、数値計算法による流れの構造に関する研究、その他の研究に区分してとりまとめている。低水路流れと高水路流れの相互干渉に関する研究は、水位・流量関係を表示する方法の研究に重点が置かれており、相互干渉そのものの現象を検討した研究は少ない。また、流れの構造については、速度計測法により速度分布および乱れ特性が検討されるとともに、近年、乱流モデルを用いた検討も行なわれ、その特性が明らかとなりつつある。一方、非一様水路における複断面流れや高水敷の植生・堆砂などの問題などについても研究が行なわれている。しかしながら、このように数多くの研究がなされているにも拘らず、低水路流れと高水路流れの境界部の流れの構造が複雑であり、3次元構造を有しているために十分な理解が得られていない。したがって、低水路流れと高水路流れの混合現象そのものの構造を検討する方法を用いて3次元構造を検討する必要があることが指摘された。

第2章は、複断面流れの3次元構造を検討するために用いたLDVによる速度計測法、乱流モデルによる計算法および流れの可視化法について述べるとともに、それらの適用性について検討している。

速度の3成分を同時に計測するために用いた速度ベクトル計測法は、2台のLDVを組み合わせる用いる本研究独自のものであり、従来の研究成果が多く得られている長方形断面水路に適用した結果と従来の研究成果を比較した結果、計測法の妥当性が確認され、複断面流れに適用することとした。また、2次流が存在する3次元構造を有する流れの計算に用いられている代数応力モデルは、長方形断面水路流においては計測値と良好な一致を示し、その適用性が確認されたが、複断面流れについては定量性に問題は残るものの、2次流の分布特性の検出には適用可能なことが知れた。本研究では、水面渦、水面における瞬間速度分布、流れの水平・縦断・横断面流況および壁面せん断力分布を可視化する方法を用いている。その中でも、本研究の目的である低水路流れと高水路流れの混合現象を解明するためには、流れを乱さずに横断面内の流れを可視化する必要があった。このため、2章に示したように4種の方法を検討した結果、水路下流端に設置した観測窓を通して横断面流況を直接可視化する方法を採用した。これは本研究独自の方法であり、適用可能な水理条件に制約はあるものの、水素気泡と中立粒子をトレーサとして用い、横断面内の混合現象および渦構造を明瞭に捉えることが可能となった。このように、流れ場の情報が得られ、流れの構造を直感的に知ることが可能な流れの可視化法を用いて水平面、縦断面、横断面の流況を検討する方法は、流れの3次元構造を検討するうえで非常に有用なことが知れ、これらの方法を複断面流れに適用することによって流れの構造に関する多くの知見を得ることが可能となり、流れの構造を直接見ることが現象の理解を促進することが知れた。

第3章では、水面流況、水平・縦断・横断面流況の可視化結果を用い、複断面開水路流れの低水路と高水路の境界部の3次元構造と流れの混合現象について検討を加えるとともに、2次元混合層流れとの相似性について検討した。得られた結果は、横断面流況と混合現象の検討結果に集約され、以下に示す結論が得られた。

1) 高水数先端より水面に向かう強い流れ、すなわち、斜昇流が横断面内で直接可視化され、その存在が確認された。この斜昇流は、低水路側と高水数側に水深スケールの縦渦を誘起する。また、その強さを2次元流速で表すと、平均値で断面流速の10%を越える強いものであることが計測された。

2) 境界面を通過する中立粒子の挙動を解析した結果、水面付近で高水数に向かう流れ、路床付近で低水路に向かう流れが卓越する頻度が高いことが知れた。また、水素気泡のタイムラインの変化を捉えたビデオ画像の解析結果より、境界部の横断面内の流れを4つのパターンに分類することができた。すなわち、高水数上の流体が低水路に向かう流れを表すもの、その流れを補う逆方向の流れを表すもの、斜昇流の発生に伴って高水数側に形成される縦渦を示すもの、斜昇流により低水路側に形成された縦渦により引き起こされるパターンである。さらに、流況の変化特性については次のような説明がなされる、すなわち、高水数上の流体が低水路流れに連行されるのに伴って斜昇流が発生し、流体の低水路内への移動が促進される、つぎにその反作用として高水数上へ乗り上げる流れが発生する、この流れは幅方向に大きなスケールを持つ渦を形成して低水路へ戻る流れを形成する。

3) 境界部の混合現象を検討した結果、2種の混合機構が存在することが指摘された。すなわち、第1の混合機構は、2次元混合層流れと同様に水平方向の速度差に起因する2次元流体混合であり、第2の混合機構は、高水数先端に生ずる斜昇流に起因する縦渦による流体混合である。

4) 混合域の渦列と2次元混合層の渦列の特性を比較した結果、いずれの渦間隔分布も対数正規分布することが知れ、両者が類似した現象であることが指摘された。また、複断面開水路流れの2種の混合機構のいずれについても、その発生間隔が対数正規分布に従うことを実験結果で示し、2種の混合機構が同様の統計的特性を有することが知れた。このように、複断面流れの境界部における流れの構造と2次元混合層流れの相似性が示された。これは、2次元混合層流れで用いられている速度分布式などが複断面流れにも適用可能なことを示唆する結果である。

第4章では、平均速度の横断分布について検討し、レイノルズ応力分布を考慮した速度分布表示式を示すとともに、速度分布の検討より得られた結果を利用した流況計算法を提示した。速度分布表示式および流量計算式と計測結果の適合性は良好であり、それらの妥当性が確認された。主な結果をまとめるとつぎのようである。

1) 速度分布は流れの構造を反映したものであり、3章で示された水平混合と斜昇流による混合現象の存在を伺わせる。これらは、境界部の平均速度の横断分布形状に顕著に現れ、その分布特性がレイノルズ応力分布で説明されることが示された。境界部の速度分布は、2次元混合層を対象としたGoertlerの解を適用した速度分布式(4.17)で表されることが示された。分布式は、低水路内の計測値と計算値の一致は良好であるが高水数上では高水数水深/低水路水深比が大きくなるにつれて一致なくなるといった結果となった。これは、高水数上水深/低水路水深比が大きくなるにつれて斜昇流に起因する混合機構が相対的に強くなり、その結果、高水数先端付近の速度分布が影響を受けて速度分布表示式との差異が顕著となるためである。

2) 速度分布式を境界部に適用することにより得られる混合域幅および混合域中心位置を、種々の高水数水深/低水路水深比の流れについて求めた結果、両者共に高水数高さにより決定される量であることが示された。この結果を用い、低水路流れの平均速度と高水数上流れの平均速度の比を、マニング式と対数速度分布

式の成立を仮定した簡便法により決定する方法を併用すれば、混合域の速度分布が計算可能であることが示された。

3) 高水路粗度と低水路粗度が異なる場合にも速度分布式(4.17)が適用可能であるとともに、低水路流れと高水路流れの平均流速を示す位置(混合中心位置)が高水数端と水面で高水数高さの2倍の位置を結ぶ線上に存在するという特性を利用した流量計算法を提示した。この方法では、低水路水深 H によって分割線の角度が変化し、低水路水深が小さい時は水平分割に近く、大きい時は鉛直分割に近くなる。この方法による計算値と計測値との一致は良好であり、新たな断面分割法が示されたと言える。

4) 境界部の速度の横断分布が水平混合のみを考慮した分布式で表され、それに基づく流量計算法が計測値と精度良く一致することは、流れの抵抗特性には水平混合が支配的であり、斜昇流による寄与は小さいという重要な結論が得られた。

第5章では、混合現象を支配する流体の挙動である渦運動に着目して流れの3次元構造について検討した結果を示した。複断面流れの構造を決定している主要素としては、低水路流れと高水路流れの速度差、隅角凹部および凸部の存在、および乱流状態の流れが有する乱れの生成に関与する3次元構造が挙げられる。これらの要素は、局所的な乱れの非一様性および局所的圧力勾配をもたらす、渦運動を発生させるが、これらの渦構造は2次流として検出されるものと平均化により隠蔽されるものがある。このような観点より直線開水路流れの2次流と渦構造について検討するとともに、前述したそれぞれの要素に起因する渦構造が複合して流れの構造を構成している複断面流れの3次元構造を説明を試みた。得られた結果を以下に要約して示す。

1) 速度ベクトル計測法および代数応力モデルによる計算法で得られる時間平均した2次流と横断面可視化法で得られる縦渦に関する結果を示し、直線開水路流れにおける2次流と渦構造の関係が、発生要因によって3種に分類した縦渦で説明されることを示したものである。3種とは、速度差に起因するもの、断面形状に起因するものおよび壁面近傍の乱れに起因するものである。それぞれの特徴をまとめると、速度差に起因する縦渦は2次元的な挙動をするために平均化で隠蔽され易い、断面形状に起因する縦渦は発生位置が安定しているために2次流として捉え易いが形成される縦渦が横断方向に揺らぐため、時間平均した2次流の結果からは平均化された構造のみが検出される、壁面近傍の乱れに起因する縦渦は、発生位置が不安定なために流速計測法や乱流モデルによる計算法では2次流として捉えにくく、可視化法でのみで捉えられる、などのようである。これらの結果は、広幅開水路流れ中央部、隅角部(側壁近傍)、複断面開水路流れの低水路/高水路境界部3種の流れにおける2次流と縦渦の検討結果より得られたものであり、2次流として検出される縦渦の特性は、強さ・安定性・構造の3要素で考察することが可能であり、検出方法の違いによって2次流と縦渦構造が異なったものとして得られる場合があることが指摘された。

2) 3章および4章の結果と本章の結果より境界部の3次元構造に関して得られた主な知見、つまり、

- a) 低水路流れと高水路流れの速度差に起因する2次流および断面形状に起因する斜昇流が存在し、それらは交互に発生する、
- b) 速度差に起因する渦構造は3次元的な構造を有し、その横断方向スケールは比較的大きい。低水路から高水路へ向かう流れは水面側に集中して生ずるのに対し、高水路から低水路に向かう流れは高水路の底面側に集中している。これらの流れは、平均化により隠蔽されやすく、流れの可視化法によって検出される、
- c) 斜昇流は高水数先端付近より急激に上昇し、低水路流れに引き込まれながら低水路水面に達する。流れは間欠的に発生し、流体塊が上昇しながら両側に縦渦を形成する、その発生間隔は、高水路水深の

5～7倍程度である、また、斜昇流の流速は局所平均流速の10%程度である、

d) 2種の渦構造の発生は、斜昇流とそれに伴う縦渦の生起、低水路から高水路に向かう流れ、高水路から低水路に向かう流れの順に観察されることが多い、

と言う結果に基づき、境界部の3次元構造を説明する流体の挙動をモデル化して示した (Fig.5.17)。その構造はつぎのように説明される。すなわち、間欠的に斜昇流が発生し、高水敷先端より水面に向かって流体塊が上昇するのに伴って低水路側と高水路側に縦渦を形成することによって高水路流体が低水路側に連行される。これを補完するように低水路より高水路に向かう流れが生じて低水路内の高速流体が高水路に乗り上げる、さらにこの流れを補完するように高水路から低水路に向かう流れが生ずる。このような挙動が繰り返され、低水路流れと高水路流れが混合して相互干渉する。また、斜昇流の発生に伴って形成される水深規模の縦渦は、発生位置が比較的安定しているため、2次流セルとして検出されるが、水平混合を行う鉛直軸を有する大規模な渦は平均化によってその存在が隠蔽され、2次流としては検出されない。

以上示した複断面開水路流れの3次元構造に関する検討結果では、流れを複雑にしている低水路流れと高水路流れの相互干渉は、2種の混合機構が支配的な現象で説明されるとともに、この現象を検討することが水理特性の理解を促すことが示された。これらの混合現象は、水位・流量関係、速度分布および境界部の3次元構造を説明するうえで重要な現象であることが知れるとともに、第1の水平混合機構が支配的な現象であることが示された。また、この現象を検討するためには、本研究で用いたような流れの3次元構造検討法を用いる必要があるが、速度計測法や乱流モデルによる方法では平均化により失われる水平混合に関する構造が流れの可視化で検出されるように、用いる方法によって得られる結果が異なることが示された。この結果は、同一の現象を対象とした検討法であるにも拘らず、それぞれの結果の評価時間の違いによって重要な現象が隠蔽されるためである。これより、流れの可視化法を用いて流れを直接見ることの重要性が再確認されるとともに、時間変化を考慮した数値計算手法を適用することが今後の課題として上げられる。このように、複断面開水路流れの構造には種々の要素が影響しており、本研究で取り扱った範囲は十分ではないが、流れの構造が直接示された結果が複断面開水路流れの水理特性を理解するうえで役立つことを願って結びたい。

最後に、本研究をすすめるにあたって始終懇切丁寧な御指導を賜った、京都大学防災研究所教授今本博健先生に深甚の謝意を表します。また、研究を遂行する上で適切な御示唆と御助言を頂いた、京都大学工学部教授中川博次先生および京都大学防災研究所教授村本嘉雄先生に厚く御礼申し上げます。さらに、乱流モデルによる2次流の計算に大きな助力を頂いた、英国ブラッドフォード大学講師塩野耕二先生と、実験装置の作成などにご協力頂いた宇治川水理実験所の方々に心より感謝いたします。また、実験およびデータ整理にご協力頂いた武藤裕則君、馬場康之君をはじめ、多くの宇治川水理実験所の関係各位に感謝の意を表します。

